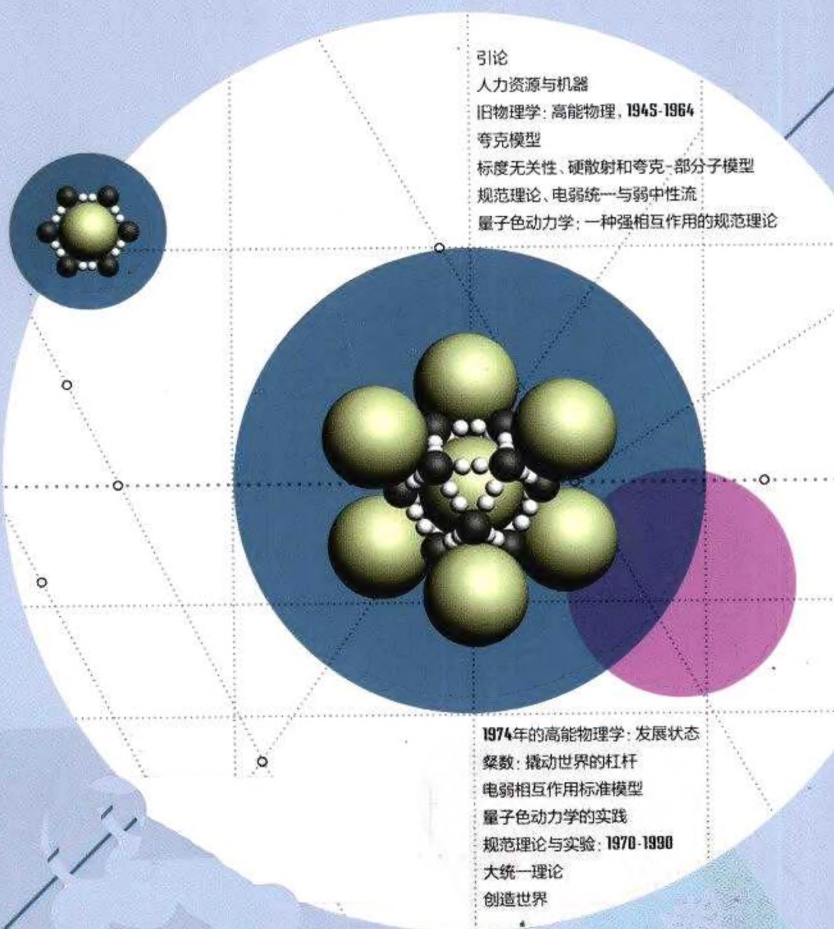
构建夸克
——粒子物理学的社会学史

Constructing Quarks
A Sociological History of Particle Physics



Andrew Pickering
[美]安德鲁·皮克林/著

安德鲁·皮克林是伊利诺伊大学厄巴纳-香槟分校的社会学教授，曾著有《实践的冲撞：时间、力量和科学》、《作为实践和文化的科学》，这两本书均由芝加哥大学出版社出版。

王文浩 译

CTS | 湖南科学技术出版社

>>《构建夸克》作为物理学史的一部经典，
详细描述了战后基本粒子物理学发展的历史。
为了对科学知识的作用进行重新评估，
安德鲁 · 皮克林提出，
科学家不是大自然被动的观察者和报告者。
相反，他们通过实验和理论实践的社会性共生互动，成为世界的积极创造者。

“《构建夸克》记载了20世纪科学革命的众多里程碑式事件——夸克的发现、描述强相互作用、电磁相互作用和弱相互作用的规范场论的建立……我由衷地认为这是一部值得授予大奖的巨著。”

——迈克尔·赖尔登，《新科学家》

“一段令人赞叹的历史……鉴于他给出如此详尽、精到的解释，鉴于这部书对物理学家为什么要从事他们所从事的事业的清晰论述，我们不能不说，这是一部值得所有进入或打算进入基本粒子物理学研究领域的青年物理学家一读的好书。”

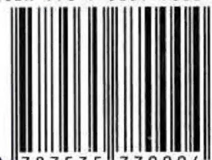
——休·N·彭德尔顿，《今日物理学》

“对一项辉煌事业的详尽描述。”

——约翰·赖波尔金霍恩，《时代 高等教育副刊》

上架建议：科普类

ISBN 978-7-5357-7000-4



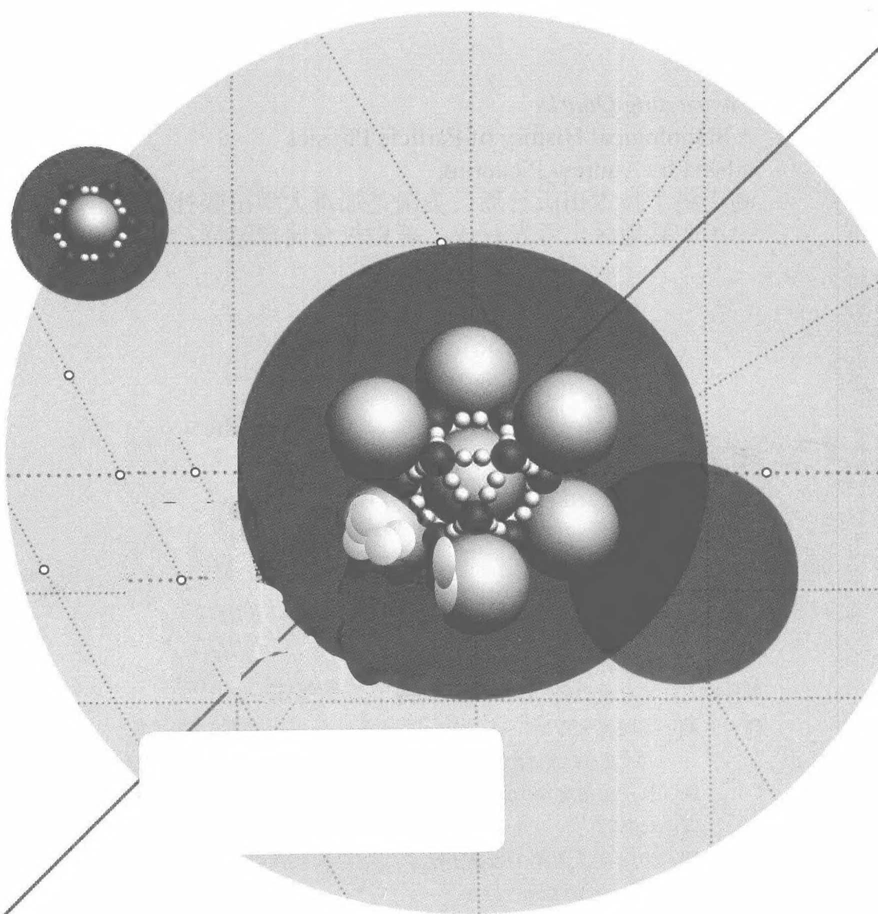
定价:60.00元

构建夸克

——粒子物理学的社会学史

A Sociological History of Particle Physics

Constructing Quarks



Andrew Pickering

[美]安德鲁·皮克林/著

王文浩 译

CTS | 湖南科学技术出版社

图书在版编目（CIP）数据

构建夸克 ——粒子物理学的社会学史 / （美）皮克林著；王文浩译.
-- 长沙 ：湖南科学技术出版社，2011.12
书名原文：Constructing Quarks:A Sociological
History of Particle Physics
ISBN 978-7-5357-7000-4
Ⅰ. ①构… Ⅱ. ①皮… ②王… Ⅲ. ①粒子物理学－
物理学史 Ⅳ. ①O572.2-09
中国版本图书馆 CIP 数据核字(2011)第 267856 号

构建夸克 ——粒子物理学的社会学史
著　　者：[美] 安德鲁·皮克林
译　　者：王文浩
责任编辑：吴　炜
出版发行：湖南科学技术出版社
社　　址：长沙市湘雅路 276 号
http://www.hnstp.com
邮购联系：本社直销科　0731-84375808
印　　刷：国防科大印刷厂
（印装质量问题请直接与本厂联系）
厂　　址：长沙市德雅路 109 号
邮　　编：410073
出版日期：2012 年 7 月第 1 版第 1 次
开　　本：710mm×1000mm　1/16
印　　张：25
字　　数：405000
书　　号：ISBN 978-7-5357-7000-4
定　　价：60.00 元

前　　言

20 世纪物理学史的一个重要特征是原子论观点的不断回复。这种观点最先表现在原子物理学上，而后是核物理学，最后是基本粒子物理学。每一次回复都被认为是向物质更深层次的精细结构的一次拓展。在 20 世纪刚开始的那几年，科学家们越来越坚信，化学元素是由原子构成的，而每种原子则由一个或若干个小的、带正电荷的原子核和绕核运动的、带负电的弥散粒子(即所谓电子)云组成。原子物理学是关于原子外壳层即电子云的研究。核物理则将注意力集中在核上，核本身也被视为复合的：每种化学元素的原子核被认为是由数目固定的、带正电的、称为质子的粒子和一定数量的电中性的中子组成。质子、中子和电子最初都是“基本粒子”——即物理学家所认为的用于构造一切物质形式的基本构件。但在战后一段时期里，人们又发现许多其他粒子，它们的性质看起来似乎与质子、中子和电子一样基本，于是物理学里关于这方面研究的一个新的专业逐步成长起来。这个新专业有时称为基本粒子物理学，以强调其对象的物质属性；有时称为高能物理学(HEP)，以强调其主要的实验工具——高能粒子加速器。

原子物理学、核物理学，甚至基本粒子物理学的最初几年的发展历程都在物理学史研究上得到过仔细描述，但这种原子论发展的最新一轮的故事还不为人知。到了 20 世纪 60 年代和 70 年代，高能物理学家对于将质子、中子和其他同类粒子看做真正的基本粒子的观点已不能满意，他们对探索新的物质层次——夸克——变得越来越有信心。所有物质都是由原子组成的；原子内是原子核；原子核内是质子和中子；最后，在质子和中子(以及其他各种粒子)内是夸克。本书的目的就是要记录并分析物质结构层次上最核心的这一层次的发现历程。

这里给出的分析有点不合传统，因为我们的主旨是社会学性质的，而不是将物质的夸克观点当作抽象的概念系统来探讨。我试图从高能物理学界发展运用这一概念的实践过程来分析其创立、制定和使用。我对夸克实在性为什么会逐渐被接受这一事实的解释是与这一实践的动态过程相关联的。这个动态过程既是社会性的又是概念上的。我试图尽量避免采用这样一种朴素现

实主义的兜圈子的表达方式，即认为历史过程的结果——在这里即为夸克已知的实在性——决定了历史过程本身。本书采取的观点是，夸克实在是粒子物理学家实践的结果，而不是相反。因此本书命名为“构建夸克”。

科学社会学经常被认为纯粹是研究科学家之间社会关系的学问，从而将深奥的技术问题和概念性问题排除在外。本书不是这种情形，因此不会回避这类问题，因为我们强调的就是高能物理的实践，这一实践不可能不深奥。当然，这会引起交流上的困难：描述深奥的问题最好是用深奥的语言，也就是用科学术语为当。为了改善这种局面，我尽量在高能物理术语第一次出现的地方予以解释。对于主题的发展，我还引用了一些通俗的解释，以便使读者觉得能够从具体事件的背景中更多地受益。由此我认为，凡具有基本科学素养的人都能够读懂本书。做如下补充也许是适当的：我对内容说明的主要目的不是要解释每个技术问题本身，而是要说明知识是如何在科学实践中发展和转化的。我的信念是，某个特定时期内，理论架构(比方说)的转型过程要比其全部细节更容易掌握。我希望读者能够通过本书了解到科学家在做什么，科学是怎样发展的，而不是将他或她塑造成一个粒子物理学家。

尽管如此，本书有些段落的阐述对没有物理学知识背景的读者仍然是困难的。在这里我想特别要提及的是第二部分关于“规范理论”形式体系发展的阐述。规范理论提供了夸克物理最终得以确立的理论框架，其发展与夸克图像的建立存在着内在联系。因此，如果将这一部分从历史叙述中略去那将是不合适的。在分析这一理论的发展过程时，我采用的关键思路是筑模或类比，而不幸的是，就本部分来说，规范理论本身正是筑模于一种高度复杂、数学上极为抽象的理论——量子电动力学(QED)——之上。在我们将要阐述的历史时期内，QED已被物理学家看来极其自然，深入探索其起源已超出本书的必要范围。因此，在讨论规范理论的形式体系发展时，我不得不提及QED(以及更一般的量子场论)业已确立的性质。对这些性质我只能部分地予以解释。这是本书中不得不存留的沟通障碍之所在。从积极的方面说，我要强调的是，叙述中这些较为困难的部分不具有累积效应。例如，在第三部分讨论粒子物理学家对规范理论的运用时，就要比第二部分中讨论这一理论的前期发展过程容易理解得多。因此，关于场论和规范理论早期发展的那些概念上的复杂细节的讨论不会影响到读者通读本书。

我还必须对在本书成书过程中在思想上、物质上和资金上给予我支持的各个方面表达我的感谢。先说资金上的支持。本书得到了英国社会科学研究协会的资助。没有它们的支持，本书不可能付梓。高能物理学界给予的积极合作同样重要，我要感谢许多物理学家抽出时间接受我的访谈并与我通信交流。在后文中我强调研究是一种社会活动，我很高兴对我自己的工作采用同

样的理由。本书提供的粒子物理学描述有意成为对科学知识社会学中“相对论者–建构论者”课题研究的一种贡献，我要感谢所有在这个领域工作的同行们的支持。我特别感谢哈里·柯林斯、特雷弗·平奇、戴维·特拉维斯和约翰·劳。英国爱丁堡大学科学研究协会的活动构成了本项工作的基础，它在许多方面一直支持我，我很感谢大家，特别是迈克·巴富特、巴里·巴恩斯、戴维·艾奇、比尔·哈维、马尔科姆·尼科尔森和史蒂夫·夏平。我还要感谢彼得·希格斯和爱丁堡大学高能物理小组其他成员为此所进行的许多有益的讨论。莫拉·福雷斯特女士为本书编制了索引，她在查询图书馆资料方面给予的帮助同样非常宝贵。卡罗莱·坦斯利、玛格丽特·麦茜特，特别是简·弗拉克欣顿等人的打字录入亦功不可没。我还要对夫人简·F. 皮克林表示由衷的感谢，她在本书写作过程中始终给予了热情支持。

安德鲁·皮克林
爱丁堡
1983 年 8 月

目　录

支配的粒子，如电子和其他少数粒子，称为**轻子**。但这一粒子分类图像在1964年开始发生变化。有假说认为，这些成分粒子也是可分的：强子就被认为是由更基本的实体——**夸克**——组成的。虽然这一假说留有许多问题有待回答，但夸克模型确实能够解释实验观察到的强子质量谱和强子衰变过程的某些规律性。此外，在60年代末和70年代初，人们看到，夸克可以解释所谓**标度无关性**(scaling)现象，人们已在最近的轻子与强子的相互作用实验中发现了这一标度关系。因此，在科学家那里，夸克代表着一种新物质层次上的基本实体。夸克的存在最初并没有被认为得到确证，主要原因是实验上未能发现明显具有所宣称性质(即具有分数电荷)的这类粒子。轻子不存在这种平行的本体论上的转变；与强子不同，它们仍被视为真正意义上的基本粒子。

早在20世纪70年代，有关夸克之间、轻子之间相互作用的新理论已开始制定。人们首先认识到，弱相互作用和电磁相互作用在所谓规范理论的处理下可以统一为单一的**电弱作用**力的不同表现。这一统一理论大有19世纪麦克斯韦统一电与磁的遗风，它预言的**弱中性**流在1973年得到确认，预言的粲粒子也于1974年得到验证。此外，人们在1973年还认识到，可能存在一种特殊的规范理论，称作**量子色动力**学(或简称为QCD)，可以用来解释夸克的强相互作用。开始时人们发现它可以解释标度无关性，后来它又被用来描述实验观察到的对标度无关性的偏差。它说明了粲粒子和其他粒子的一些有趣性质，还可以说明各种强子现象，由此量子色动力学成为公认的强相互作用理论。孤立夸克仍然没有能观察到，但电弱理论和量子色动力学都预设了夸克图像的有效性，因此夸克的存在与规范理论对它们之间相互作用的描述是同时得到确立的。在70年代后期，粒子物理学家们一致认为，基本粒子世界是由夸克和轻子相互作用主宰的世界，它受两种规范理论——电弱理论和量子色动力学——的支配。最后，人们注意到，既然电弱统一理论和量子色动力学都是规范理论，那么它们之间应当也可以统一起来。这最后的统一带来了更加迷人的预言，并从1979年开始引起实验工作者的兴趣。这些预言虽然没能立即得到证实，但许多物理学家坚信总会有确认的这一天。因此，有了夸克之后，人们不仅发现了一个新的物质基本结构层次，而且看清了：以前被认为是彼此完全不同的三种力——强力、电磁力和弱力——其实只是一种力的不同的具体表现。

科学家对夸克概念发展史的描述不仅简洁，而且还有个好处，就是它点出了发展的关键。例如，它表明，夸克概念只是(我们后文将要讨论的)理论发展过程中的一个组成部分，另一部分是规范理论，后者最终提供了理解夸克和轻子等相互作用的框架。值得牢牢记取的是：如果我们不能领会规范理论的威力，那么就不可能建立起正确的夸克图像。科学家的描述还指出了新

现象——标度无关性、中性流、粲粒子等——在支持夸克-规范理论观点上的作用。夸克-规范理论对这些新现象的观察与基于前夸克世界观的观察有很大的不同，这些我们将在后文中予以详细说明。然而，即使撇开对高能物理学重要发展的具体说明这一点不论，科学家的描述也或多或少地挑明了这两种观察之间的关系。现在我就想来讨论这种关系，以便看清楚本书的处理在哪些地方与科学家的做法不尽相同。

在科学家眼里，实验被认为是理论的最高仲裁者。实验事实将最终决定哪一种理论会被接受，哪一种会被拒绝。例如，关于标度无关性、中性流和粲粒子的实验数据决定了夸克-规范理论图像比描述自然的其他理论更值得期待。但是对于这种观点，哲学上有两种著名而有力的反对意见，二者均暗示着实验结果不可能**迫使**科学家去选择一种特定的理论。[4]第一种意见认为，即使人们被迫接受实验所产生的明确事实，也还是存在这样一种情形，那就是 6 选择一种理论并不完全取决于有限的实验数据。人们总能够提出一种理论，用来解释一组给定的事实。当然，这些理论中有许多似乎令人难以置信，但所谓可信性，指的是科学**判断**的作用：人们不认为竞争性理论的相对可信度会取决于那些所有理论都能很好地予以解释的实验数据。这种判断是理论选择内在固有的，它所包含的东西显然要比直接进行实验数据与理论预言的比较多得多。不仅如此，虽然原则上人们可以想象，一个理论有可能与所有有关的事实取得完美的一致，但科学史上似乎还从没有出现过这种情形。理论预言与实验数据之间总会有一些不一致的地方。因此人们必然会提出这样的判断：在表观的经验假象面前，哪一种理论更值得期待？

反对科学家的“实验握有最高判决权”观点的第二种意见认为，将实验结果看成是明确的事实这本身就大有问题。科学家观点的核心是认为实验仪器是一个“封闭的”、已得到充分理解的系统。正因为仪器在这个意义上是封闭的，因此它产生的任何数据必然会得到普遍的认同；如果每个人对实验如何进行有充分的了解，对它产生的结果意见一致，那么就不会出现争议。但真实的实验过程并非如此。我们最好还是将实验看成是一个“开放的”、不完全了解的系统，因此实验结果的报告是有可能出错的。这种可错性来源于两个方面。首先，科学家对实验结果的理解与仪器的工作原理有关。如果这些原理所基于的理论变了，那么对实验所产生的数据的理解也会随之而变。除此之外，实验观察的基础总是不完备的。为了给出有关的例子，我们不妨看看高能物理实验的情形。为了尽可能排除“背景”干扰，人们需要在高能物理实验的运行方面和对所取得的结果的解释方面倾注大量精力。“背景”在这里是指那些本身与实验预期的结果无关的物理过程，它们有可能对待查的现象形成干扰。自然，实验者需要尽最大努力来消除所有这类可能的背景干扰

源，但从事实验科学研究的人都有这样的基本常识：不论采取什么措施，这种努力总有个止境。因此我们同样需要做出**判断**：如果消除之后剩余的背景干扰已不能解释所取得的信号，我们就认为这种消除已足够充分。原则上说，这种判断总是会受到质疑。持决定论观点的批评者总可以编出某种可能的理由来反对，因为实验者不可能排除掉所有的误差来源。[5]于是，科学家的描述中往往表面上缺少对科学知识产生过程中所需做出的判断。这里说的判断既指将实验数据当作自然现象事实来接受的可行性，也指理论的可信性。但是这种缺失只是表面上的。科学家的描述是通过**对这些判断的有效性进行追溯性审读**来绕开给予明确判断这个问题的。我的意思是：像夸克这样的理论实体，以及像弱中性流这样的自然现象的**概念化**，首先是一种**理论产物**。它们是以科学家阐述的理论中的名词术语形式出现的。然而，科学家通常将这些概念性构件与其实在论意义上的性质等同起来，然后再以追溯的方式将这种等价性合法化，并在此基础上做出不矛盾的科学判断。因此，譬如像发现弱中性流的实验在科学家的描述中就呈现为一种封闭的系统，其所以封闭只是因为中性流被看做是真实的。反过来，那些曾被认为意味着中性流不存在的其他观察报告现在就被当作内含错误来对待。很明显，如果人们认可中性流的实在性，就必须如此。同样，通过将夸克等解释成真实的实体，夸克模型和规范理论所作出的选择似乎不成问题——如果夸克真的是世界的基本组成部分，人们何必再去探索其他替代理论？

大多数科学家将探索物质实在的基本结构视为他们追求的目标，因此他们按前述方式来看待科学发展的历史自有其合理的一面。[6]但从历史学家的角度来看，这种实在论的观点相当不可取。它有个很严重的缺点，就是它的回溯性。当人们已经确定了哪一种概念是真实的之后，他就只能诉诸理论概念的实在性来求得科学判断的合法化。而我们知道，对具体概念的实在性取得共识是历史过程的结果。这样，如果人们感兴趣的是这一过程本身的性质而不仅仅是其结论，那么求助于自然现象和理论实体的实在性只能是自己让自己下不了台。

如何在科学史的分析过程中摆脱这种回溯性？要回答这个问题，我们有必要根据科学活动中**中介**所处的地位来重新考虑对科学家描述的反对意见。在科学家的描述中，科学家们似乎并不是以真正的自然界代理人的角色出现的。科学家更像是自然界的被动的观察者：自然的实在性通过实验呈现出来；实验者的责任仅仅是报告他看到了什么；理论家们接受这样的报告，并为此提供明面上不矛盾的解释。人们很难感觉得到科学家在他们的日常实践中到底做了什么。鉴于在科学家的描述中根本就看不到中介的身影，因此我们只能将这种代理作用归到通过实验体现出来的自然现象本身，并且它以某种方

式引导着科学的发展。从这个角度看，科学家的描述显得有些奇怪。将代理属性归于无生命的物质而不是人类行为，这不是一种通常可接受的概念。本书的观点则是将这种代理归属到人而不是现象：科学家创造自己的历史，他们不是被动的大自然的代言人。在历史学家看来，这种观点有两个好处。首先，既然科学家的工作就是发现自然的结构，那这项工作肯定不属于历史学家。历史学家处理文本，这种处理不是让他去接近自然的实在性，而是让他去探索科学家的活动——科学实践。[7] 历史学家的方法适于探索在特定时期内科学家们都在做什么，而绝不是将自己引向夸克或中性流。其次，历史学家会注意到作为当代科学实践指针的文本，这使他们可以避免重蹈科学家回溯性表述的覆辙。通过这种方式，他可以从目前的角度出发而不是采用回溯性语言来尝试了解科学发展的过程以及它所带来的判断。当然，这要求他与那些将理论概念构件与其自然属性视为实在论意义上同一的观点保持距离。[8]

正是在这个地方，科学家描述与本书提供的描述之间显现出镜像对称(或倒像)关系。科学家通过自然界的状态来说明科学判断的合理性，我则试图借助于他们做出这些判断的文化背景来理解这些判断。我将采用历史学家的方法，将科学实践活动，而不是那些推定的、无法接近的理论概念构件，置于描述的中心位置。我的目标是根据研究实践的动态过程来诠释粒子物理学的历史发展，包括它所涉及的科学判断的模式。为了解释我是如何设法做到这一点的，我在这里先勾勒出高能物理发展的一些突出特点，并描述我用来分析这一发展的框架。[9]

基本粒子的夸克-规范理论观的确立并不是一蹴而就的。正如我们将看到的那样，它是围绕着如何探索和解释一系列自然现象而建立并成熟起来的一整套实验和理论研究传统的结果。这些传统形成于基本粒子夸克-规范理论图像的不同方面，并且随着它们在60年代末和70年代的成长而最终取代了物理实在的其他传统。从这个角度看，理解了夸克和规范理论是如何在高能物理共同体实践中建立起来的问题，也就理解了这些研究传统的动态过程。为了看清这一点，我们来考虑一种理想化的发现过程。

9

假设一组实验者打算调查某个现象的某种性质，而且科学界对这种性质的存在性已取得广泛共识。如果再进一步假设，当实验者对所取得的数据进行分析时，发现实验结果并不符合原先的预期。这样他们便面临如上所述的科学判断的问题——所有实验都具有潜在的易错性。他们到底有没有发现什么新东西呢，抑或是在实验过程或是实验解释方面漏掉了什么因素？单从对实验细节的详尽分析中是得不到这个问题的答案的。因为即使对实验过程和结果进行彻查，也还是存在某种未知误差的可能性。[10] 现在假定一位理论家来到现场。他宣称，实验结果在他看来并不奇怪——这些结果是某种新现象的

显现，这些现象在他最新的理论中处于的核心地位。理论的这种介入将为研究实践创立一套新的选择。首先，通过认定实验的意外发现是一种自然属性的显现而不是某种实验上的考虑不周，这种介入指明了下一步实验研究的方向；其次，由于新现象在理论框架下获得了概念上的说明，因此它对理论家意味着为进一步阐明原先的理论提供了一个开放的领域。

人们由此可以设想出各种后续的发展，但这个事例已足以概括两种极端情况。假设为了进一步探索新现象，进行了第二轮实验，而实验结果却是新现象踪迹全无。在这种情况下，人们就会对此前所谓的实验发现提出质疑，而理论家的猜想将再次被认为是基本上未得到经验支持的纯理论。相反，假设第二轮实验确实在某种程度上发现了新理论所预期的某些踪迹，那么在此情形下，人们会预料科学实在论开始起作用了。新现象将被视同自然的一种 10 真实属性，原初的实验将被视同真实的发现，最初的理论猜想也会被看做对所观察到的现象给予解释的基础。不仅如此，人们会期望进行进一步的实验和理论研究，以便将这一开创性实验和理论成果系统化为我所说的研究**传统**。

研究传统的建立和成长的这一图像是非常形象的。它基本上为我们即将要检视的许多研究案例的历史发展树立了典型，因此我将就其某些细节做进一步讨论。我特别要探讨这种传统成长的条件。按目前所言，这种传统好像是自己在前行；好像后续研究是由研究本身的意志产生的。显然，下述图像是不充分的：研究传统的发扬光大完全取决于在其中工作的科学家的决定。这种认识缺乏一种理解如何做出这些决定的动态实践过程的框架。因此，我觉得必须给出这种动态过程的简单模型，它也阐明了我的历史观。这个模型可以冠之以“**语境机会主义**(opportunism in context)”。

为了说明这里“语境”指的是什么，让我继续用两种研究传统为例来进行阐述。这两种传统一个是实验上的，另一个是理论上的，他们都致力于探索和解释某些自然现象。有一点很清楚，那就是一种传统下的每一轮实践都为下一轮实践提供了一种语境，这种语境既为另一传统的后续实践提供了**理由**也为其提供了**题材**。就理论传统而言：为了说明其研究课题选择的正当性，理论家只需列举出存在需要解释的实验数据。后续实验的新数据即构成理论进一步阐述的主题。相对而言，对于实验者来说，他之所以调查这种现象而不是其他过程，其理由取决于理论上的兴趣，也是理论传统存在的一种体现。每一代理论研究的任务就是为下一代实验划定待调查的新问题范围。因此，通过研究同一种自然现象所结成的关系，理论传统和实验传统构成一种相辅相成的语境。这里即便没有对现象的实在性做出肯定的判断，但我们可以看到，通过现象的中介作用，两种传统之间保持着**共生**关系。

研究实践的这种共生概念——一组物理学家的实践构成另一组研究人员

实践的理由和主题——将是我对高能物理发展历史进行分析的中心概念。我已就围绕特定现象形成实验和理论传统这一简单事例对这一概念进行了解释，因为这个现象是我们后面待讨论的许多研究过程发展的原型。而且它也是我处理更复杂情形的基础。这些复杂情形包括，许多传统彼此间相互作用，或引起纷争的传统都是纯理论的。但仅有语境本身还不足以解释研究传统的文化动态过程。像为什么特定的科学家会以特定方式对特定传统做出贡献这样的问题仍无法解决。这里，我发现用“机会”一词来指称这一现象可能非常有用。问题的关键就在于此。每个科学家对于所从事的建设性研究都有他自己的一套独特的资源支配方式。这些资源可能是物质的——譬如说，实验者拥有一套特殊设备；也可能是无形的——譬如特定从业生涯中获得的实验或理论方面的特定专业知识。[11]我对研究传统的动态分析的关键，在于通过观察认定这些资源是否能很好地匹配特定的语境。因此，每个科学家的研究战略需要根据不同语境下可获取资源的相对**机会**来制定。

11

语境机会主义将贯穿我的整个历史分析。我试图根据各种语境来诠释研究实践的动态过程，在这些语境下，研究者不仅有一种自觉，而且了解他们可资利用的资源。当然，我们不可能在研究者个体这样一种微观水平上来讨论高能物理共同体的全部实践。在讨论研究传统业已确立的常规阶段的发展时，我主要依据**共享**资源和语境来进行总体的、宏观层面的分析。对于实验传统的分析来说，这不会带来特别的困难。高能物理实验的资源由其实验成本限定，设备主要集中在几个中心实验室内。这些设施构成了高能物理实验者共享的资源。理论研究者对相关实验现象的关注则构成了共同的语境。如果已有的实验设施足以调查理论家所关心的问题，那么我们很容易看出，针对这一问题的实验项目必将蓬勃展开。同样，实验传统所生成的数据构成了理论家共享的语境。但如果我们来讨论这种理论上共享资源的性质时，问题就来了：在理论方面，与实验上共享设备相当的东西是什么？人们或许会想到理论家使用的共享性的硬件——计算设备。确实，它在现代理论（和实验）物理学历史上发挥着越来越重要的作用。但这不足以解释为什么在高能物理领域是夸克和规范理论战胜了其他理论取向。因此，我把注意力主要集中在理论知识的无形资源上。为了说明我是如何运用这一概念的，我们不妨先从历史的角度简要预览一下理论发展的主要特征。

12

高能物理里概念发展的最突出的特征，是这种发展以**筑模**或**类比**的方式来进行。[12]两个重要类比对夸克-规范理论图像的建立至为关键。单从夸克本身来说，理论家要学会将强子看成是夸克的复合，就像他们已经掌握了的将原子核看做中子和质子的复合，将原子看做原子核和电子的复合那样。而从夸克与轻子相互作用的规范理论方面而言，这些理论都明显是对业已确立的电

磁相互作用理论，即量子电动力学理论的类比。这里需要注意的一点是，复合系统分析过去是，现在仍然是，所有理论物理学家训练和研究经验的一部分。同样，在我们所考虑的这段时期里，量子电动力学的方法和技术曾是高能物理的共同理论文化的一部分。因此，复合系统分析和量子电动力学(尽管程度较轻)方面的专业知识构成了粒子物理学家共享的资源。而且，正如我们将会看到的，在理论研究方面，夸克-规范理论的建立很大程度上取决于这些资源在分析各种实验所获现象时的不断循环地类比运用。

因此，在讨论既定传统的发展时，我的主要解释变量是实验者共享的物质资源和理论家共享的专业知识。但是仍然存在这样的问题，就是何时算是新传统业已确立以及如何确认新现象所迈出的第一步。如果仅凭共享的物质资源或专业知识的粗略分布，这些问题是难于理解的，但它们也并不因此而变得特别困难。我将尝试着表明，正如在既定传统基础上可以阐明常规发展一样，对这些问题也可以作类似的说明。我对传统发展的描述与对传统建立的描述之间的唯一区别是，讨论后者时我必须从宏观层次的群体转换到微观层次的个人上来。我的目的是要表明，新传统的建立可以从个体所掌握的**特定资源和语境**上来理解，正如这些传统的拟订可从群体共享的资源和语境上来理解一样。[13]

在概述了语境机会主义模型之后，现在我们可以回到前面提出的问题上来。这就是建立在实验易错性和理论未定性基础上的科学判断是如何同实践的动态过程联系在一起的。首先考虑实验的易错性问题。虽然你可以争辩说，所有的实验原则上都容易出错，但实验者在报告他们的发现时不会将此作为一种明确的警告。譬如，他们会简单地报告说，测试表明某个物理量具有某个特定值(通常还会给出不确定性的范围)。然后，他们的同事将考虑是否接受这一结果。**而这些考虑则关系到未来实践的决定**。如果理论家能够找到一种对实验数据进行建设性分析的方法，那你就别指望他会花很多时间来探索如何挑实验的毛病。如果实验数据经过理论分析后向实验者提出了有待调查的新问题，而实验者却不打算予以进一步处理，这时实验潜在的易错性被认为是**可处理的**。[14]对于理论的未定性问题同样存在这样的处境。虽然对一组实验数据会有多种理论予以不同的解释，但并非所有这些理论在实践过程中都具有吸引力。理论家如果能够以其适当的专业知识，以建设性的方式提出一个或多个实验者可以解决的新问题，那么其他理论的建议就会被当作无实际意义的东西从理论知识的大缸里撇出去。当然，其他理论的建议也可能属于这样一种情形，就是它所提出的问题实验者在现有技术条件下无法调查，因此无法维系理论与实验的共生关系。如果从实践的动态过程来看待这个问题，那么可以直截了当地说，任何选择都不可能建立在纯粹经验的基础之上。

本书采用的解释性框架的纲要现在算是交代完毕。科学判断，在科学家的描述里表现为具有回溯的特征，即根据理论概念与实验现象之间的一致性而予以合法化，而在本书中则将它与当代实践的动态过程联系起来。这个动态过程将从语境机会主义的角度予以分析。[15]不过在结束这一讨论之前，我想提请注意一个重要的、我们一直没有明确指出的地方。我已强调指出，实验的易错性被认为可通过实验和理论研究传统的共生关系而得到解决，这是一个相当出乎意料的结果。我们说所有实验都具有“开放性”和易错性，为的是要强调，没有一种实验技术(或过程，或解释模式)是完全无错的。对任何实验技术的评价其实就是看其是否“有效”，即它是否能够产生对当代实践有意义的大量数据。这意味着实验技术存在“调整”的可能性，甚至是必然性。就是说，随着对实验现象的研究的深入，对实验做出调整和发展是必然的。如果从自然现象的实在论观点看，这种调整虽不存在问题但很无趣，彰显的只是实验者必要的技能，科学家的描述很难予以相应的关注。但如果抛开这种实在论的观点，那么调整将变得相当有趣。这时自然现象将被看成服务于双重目的。作为理论要件，它们起着调和理论与实验之间共生关系的作用(从而使实在论者的话语有回溯的可能)；同时，它们支撑着特定实验方法并赋予其固有的数据产生方法以合法性。为了中止我早些时候出于对称形式考虑而对将责任归咎到无生命物体提出的非难，人们可以认为在自然现象与产生这种现象的技术之间也存在着共生关系。其中每一方都赋予对方以合法性。但这种共生关系与那种将实验作为独立于理论并作为理论正确与否的绝对仲裁者的对立性概念相去甚远。我认为，强调这种共生关系主要是要引起科学史专家和科学哲学家们的注意。也许探讨这种共生关系的最好方式是通过对个别实验案例的详细研究。但本书能够为此留出的空间只有一个案例，即6.5节对弱中性流发现过程的深入分析。在本书中，我主要是通过对具体实验的粗略分析来说明技术调整的情形。最后，作为本章的结束，我们再来讨论一下这种案例分析的潜在意义。[16]

14

为了圆满结束这篇引论，我们不妨先简要回顾一下以后各章将要讨论的主要历史发展。本书着重阐述围绕夸克概念而形成的研究传统的建立及其发展，因此叙述的时段是从1964年夸克首次提出开始，到1980年夸克物理传统全面统治高能物理领域为止。[17]在这一时期内，我将共生性研究传统区分为两种不同的传统，分别称为“旧物理学”和“新物理学”。旧物理学对高能物理的统治贯穿于整个60年代，其特征可通过对该领域研究课题的“常识性”处理来鉴别。就是说，在这一阶段，实验者的注意力主要集中在实验室最常遇到的那些现象上，理论家则主要是设法解释由此产生的数据。在这一时期提出的理论既包括早期的夸克模型，也包括所谓的“靴袢”理论，后者

15

明确否认夸克的存在。因此，旧物理学秉持的是常识性实验传统，研究的是最显著的实验室现象，这些现象与夸克理论和非夸克理论之间的关系是既起支持作用也受到两种理论之一的支持。应当指出，规范理论在旧物理学的主流理论传统中尚未崭露头角。到70年代末，旧物理学几乎已完全让位于新物理学。在实验上，新物理学起着“理论导向”的作用：实验者开始撇开那种对最显著的现象进行调查的常识性做法，重点转向研究那些非常罕见的过程；而在理论上，新物理学是夸克和规范理论物理学。这里，理论和实验研究传统相互促进，因为实验者所关注的那些罕见现象只有规范理论可以提供建设性的解释。

因此，在新旧物理学之间存在着起延续性作用的元素，例如夸克概念，就是在旧物理学里诞生但却成为新物理学核心的一个概念。但二者之间也有间断。非夸克的靴袢理论基本上不见了，而夸克概念则嵌入规范理论的大框架中。而更引人注目的是，高能物理实验几乎完全重组，以便探讨属于新物理学核心的那些罕见现象。因此，新旧物理学之间的转换和夸克-规范理论世界观的确立涉及的东西远不止概念的更新。这种内在的变革使得粒子物理学家通过实验探询世界的方式也发生了转变。这是高能物理历史上最迷人的特征之一。我将尝试着说明这种变化是如何发生和为什么会发生。人们会问是[16]不是科学史上其他重大概念的发展——譬如像量子力学的建立——是否也伴随着实验研究上类似的变迁。不幸的是，许多历史著作往往反映的是科学家回顾性的现实，认为实验不成问题，因此没有兴趣讨论它，因此目前对这些问题还很难回答。

本书的历史描述主要集中于旧物理里夸克概念的起源和夸克-规范理论新物理学的建立两方面，并对旧物理学到新物理学的转变过程给予特别关注。叙事结构反映了这些关注的问题。第一部分包括本章及其后两章，旨在划定夸克物理学的历史背景。第2章给出描述高能物理学界规模及其组成的一些统计数据，探讨了高能物理实验的一般特征，并概述1945年后高能物理实验设施的发展。第3章勾勒出1945年到1964年(这一年首次提出了夸克概念)期间高能物理理论和实验的主要传统的发展。因此，这种发展为夸克介入旧物理学设置了场景。

第二部分开始故事主体的讲述。时间跨度从1964年到1974年。这个十年见证了旧夸克物理学的确立和新物理学传统的孕育。第4章讨论夸克模型的两种最早的形式以及它们与常识性实验传统的关系。第5章介绍新物理学传统的首次建立，它包括1967年实验上发现的新现象——标度无关性——以及根据夸克-部分子模型对其所作的解释。第6章回顾规范理论对实验的第一个影响，其结果是带来了1973年另一种新现象——弱中性流——的发现，这

一发现是电弱统一规范理论预言的结果。第 7 章概述强相互作用规范理论即量子色动力学的发展。这一理论为夸克-部分子模型提供了坚实的基础，从而在标度无关性的解释方面与实验工作取得了联系。第 8 章分三个方面对第二部分进行总结：首先是总结了电弱规范理论和量子色动力学的概念基础，为第三部分做了准备；其次是概述了 1974 年活跃的高能物理研究的兴趣所在，强调规范理论的影响在此阶段还相对较小，旧物理学——甭管是夸克的还是非夸克的变种——仍然在高能物理实验和理论两方面占据主导地位；最后是给出了三篇过渡性人物的传记，试图分析在旧物理学时代(专业上)成长起来的理论家为什么会站在第三部分事态发展的最前沿。[17]

第三部分描述 1974 ~ 1980 年这一时期里夸克-规范理论世界观的建立。其主题是新物理学实验和理论传统的发展和多样化。第 9 章讨论新物理学史上的重要事件："新粒子" 的发现及其 "粲数" 的理论解释。新粒子的首次发现是在 1974 年 11 月，到 1976 年年中，粲数解释已获得普遍接受。这一事件可看成是新旧物理学转换的 "撬动世界的杠杆"。理论上，夸克的存在已被广泛接受(尽管在实验室里实验者仍没能观察到孤立的夸克)，特定的电弱规范理论被挑选出来用于深入调查，量子色动力学受到粒子物理学家的极大关注。在实验上，粲粒子成为调查的主要目标，规范理论的新兴趣为新物理学的实验传统提供了一种能够蓬勃发展的语境，并最终排除了其他各种学说。第 10 章综述 70 年代后半叶电弱理论的发展。这期间更多的新粒子被发现，使得夸克和轻子家族迅速扩大，关于弱中性流的更深入的实验在 "标准模型" ——最简单也是最原始的电弱理论——的一片赞同声中达到高潮。第 11 章回顾了量子色动力学理论的发展，这种发展是在与一系列实验传统互动的条件下取得的。第 12 章则从实验的角度探讨了新物理学的成长。目的是要表明，到 70 年代后期，新物理学预言的各种现象已成为当时和未来高能物理实验的主要探索目标。实际上，由实验者圈定的这个唯象世界主要是指夸克的和轻子的相互作用，规范理论认为应当存在这样的作用。各种实验方案为新物理学提供了定量数据，为此而进行的实验硬件改造也在本章得到了讨论。最后，本章描述了建立在新物理学世界观基础上的未来的主要设施规划。

到 70 年代末，新物理学已完全主导了高能物理的发展。夸克和轻子的规范理论仍是当时实践的主流；这一理论不仅构建了粒子物理学家对未来的梦想，而且在实在论假设下决定了他们对过去的理解。从这个意义上讲，本书[18]的目标到第 12 章已完成。但规范理论家并不满足于电弱理论和量子色动力学，因此还需要有进一步的章节来叙述新物理学的发展。第 13 章讨论了所谓大统一理论对电弱理论和量子色动力学的统一，并概述了 70 年代末大统一理论对实验的影响。这里我们将看到，规范理论已通过高能物理理论家、宇宙

学家和天体物理学家之间的互动共生关系渗透到宇宙学，实验者已深入到极深的矿井下去寻找不稳定的质子。最后，第 14 章以叙事方式对全书做了总结，并认为，高能物理的历史应被看做是特定文化领域的一种社会产物。

注释和参考文献

1. Schilpp(1949，684)。
2. 后续各章中会提到这些由杰出粒子物理学家撰写的科普文章的代表作。以整本书的形式来给出这种科普性描述的有 Segre(1980)和 Trefil(1980)。高能物理专业文献中给出的许多历史评述见文中具体的引用。
3. 所谓“科学家的描述”，我并不是指所有科学家都持有这样的观点，也不是指这种认识只有科学家才具有。我的意思只是要说明，这种认识在科学共同体中是经常出现的，并为之辩护。
4. 关于这里提到的问题的不同的哲学观点，见 Duhem(1954)，Feyerabend(1975)，Hanson(1958)，Harding(1976)，Hesse(1974)，Kuhn(1970)和 Quine(1964)。
5. 许多最近的案例研究都说明了这一点。例如见 Collins(1975a，1981a)，Collins and Pinch(1982)，Knorr et al. (1981)和 Pickering(1981a，1981b，1984)。
6. 对于用目前公认的知识的立场来重写科学史的科学习惯(以及这一活动的教育功能)，库恩(Kuhn 1970)最先进行了评述。拉图尔和伍尔加(Latour and Woolgar 1979)提出，这种改写需要包括“分裂(splitting)”和“反演(inversion)”这样两个阶段。科学家最先是根据实在的性质来争辩其研究的意义的。只有当这种讨论达成了共识，分裂才能够发生：特定的理论要件成为自然世界预先存在的属性，它们独立于其建立所依据的具体论据和做法。此后反演才有可能：理论要件的实在性被用来解释这些论据和做法的有效性，并说明为什么支持另一种实在结构的任何理由或做法都是无效的。

19

7. 这里说的文本，既指标准的历史信息源——公开发表的和未发表的科学论文、科学通信、实验室记录等——也包括访谈材料，我发现访谈材料对于问题的说明是非常有用的。
8. 关于这些方法论的进一步讨论，见 Collins(1981b)。
9. 我必须在这里指出，在整个叙述中，我都是把科学家对事情的描述作为我自己的分析的陪衬来看待的。哲学家可能会指责我是在攻击一个稻草人。他们也许认为，科学家提供的描述是一种幼稚的现实主义，这对于非反思性的科学实践是恰当的，但这种观点也许不值得哲学家刻意去捍卫。我的回答是，我的分析的重点是科学的发展应当从社会学角度去理解，任何哲学上的立场都将作为这一论点的陪衬。我选择讨论和关注科学上幼稚的现实主义观点，是因为它至少是普遍持有的，即使它在哲学上不是那么受到尊崇。我想补充一点，尽管大多数学者和专家承认幼稚的现实主义有诸多不足，但将现象置于第一位——各种理论概念均由此出——的习惯，很难不在当代的科学史与科学哲学著作中表现出来。

10. 关于这一点，高能物理实验者的有趣的反映见 Deutsch(1958)。
11. 关于这里所指的专业知识，我想指出这样一个事实，科学不纯粹是一堆相互关联的知识。科学共同体的一整套知识是通过大量简洁的理论表述和实验技能来维系，并在这种语境下得到发展的，尽管每个成员的贡献未必相同。关于这一点及其结果的进一步说明，见 Kuhn(1970)，Polanyi(1973)和 Collins(1974，1975b)。
12. 许多作者对理论发展中类比的重要性都做过讨论。对于哲学上的讨论，见 Hesse(1974)。马斯特曼(Masterman 1970)认为库恩的“范式”概念(Kuhn 1970 年)即为这种粗略类比的结果。诺尔(Knorr 1981)从社会学方面对类比给予了讨论。关于类比在分析实验和理论实践方面的效用，见 Schon(1969)。类比在高能物理学史的应用，见 Pickering(1980，1981c)。
13. 由于这种提法似乎在某些方面有利于的唯心论的指责，我要表明我的立场。我无意否定实在论——就实验数据而言——在科学知识发展中的作用。正如我希望在历史描述中清楚表示的那样，实验数据是关于理论要件的实在性的科学论证的核心。但是，这些论证可能包含各种不同的立场，由此带来数据的意义和有效性方面的问题，因此单从数据来迫使辩论得出一个特定结果似乎是不可能的。只有在实践领域我们才能看到被理解的给定数据所显示出的力量。
14. 我要重申的是，这是原则问题，肯定不能归咎于理论上的偏见或个别实验者或一般科学界的恶意。由于所有的实验都会出错，因此即使是最小心进行的实验似乎也不可避免地要遵从这样一个原则，即实验是否充分最终要由产生出来的数据来评估。 20
15. 关于科学发展的动力源自于实践的动态过程而不是自然现象这一点，本书的说明属于科学史和科学社会学的“建构主义”方法传统。至于这个传统内对其他更广泛案例的研究，见 Fleck(1979)，Knorr-Cetina(1981)，Latour and Woolgar(1979)和 MacKenzie(1981)。对于方法论上的更一般的讨论，见 Barnes(1977，1982)和 Bloor(1976)。夏平(Shapin 1982)提供了从这个角度看问题的历史文献综述。巴尔伯尼(Barboni 1977)提供了关于实验高能物理实践动力学的翔实的分析，但其中没有将其分析与所产生的知识内容联系起来。
16. 上面列出的很多详细的个案研究都对理论语境下的实验技术调整有过描述，例如，Collins(1975a)，Pickering(198la，1984)和 Fleck(1979)。对这个问题的进一步研究，见 Galison(1982)，Gooding(1982)，Holton(1978)和 Shapin(1979)。
17. 将这项研究的截止年份定在 1980 年有点随意。本书谈到的许多发展在 1978 年已基本完成，因此大部分描述的自然截止点应是 1978 年。然而，关于“大一统”理论的某些重要发展到 70 年代末仍在进行之中，因此，我将跟踪这些发展到 80 年代。

2 人力资源与机器

21 本章按如下方式展开历史叙述。第1节探讨高能物理共同体的人力资源；第2节回顾高能物理实验的基本硬件设备及其它们在新、旧两种物理学里运用的截然不同的模式；第3节概述加速器建设的编年史，以及与此相关的新、旧物理学实验研究传统此消彼长的命运。

2.1 高能物理共同体

高能物理一直是一门大科学。与其他纯理论研究相比较，它的花费可谓巨大。例如在1980年，欧洲核子研究中心(简称CERN，欧洲主要的高能物理实验室)的年度开支接近6亿瑞士法郎，美国政府对高能物理研究的支持也高达3.43亿美元。[1]这是一个富人方可参与角逐的领域。因此高能物理实验的历史舞台一直为美国和欧洲所占据。在这些地区之外，唯有苏联①的实验项目称得上重要，但一般来说，苏联的研究水平要落后于西方。[2]因此本书阐述的主要是北大西洋两岸的发展。[3]

高能物理成为一门公认的学科是第二次世界大战结束后不久的事情，当时欧洲遭到严重破坏，美国迅速取代了领先地位。但欧洲人下决心试图赶超美国人，因此到60年代初，在人力资源投入上已取得了基本可比的态势。例如，据估计，到1962年，欧洲从事基本粒子研究的物理学家有685名，美国为850名。[4]在整个60年代里，研究人员的数量一直在不断增长，直到70年代初政府开始驳回物理学家对研究经费空前增加的要求后才告停止。[5]到这个阶段，欧洲在人力资源上已经取得了卓越成就：截止70年代末，欧洲的粒子物理学家达到3000人，而美国仅1650人。[6]

在本书中，我们将提及的数以千计的研究者几乎全集中在经济发达国家，但他们代表着全世界在该领域的繁荣。这些研究者主要是白人，并且几乎全22 是男性，我们可以采用多种方式对他们进行细分。一种重要的分类是将他们区分为理论研究者和实验研究者。在高能物理领域，理论和实验构成了两大明显有别的职业角色。每种职业形式均是高度技术性的，形式上的专业差异相当大，很少有人能够在理论和实验两个领域同时取得成功。[7]在70年代，理论和实验两大块的从业人员比例约为1:2。[8]第二种分类涉及高能物理研究的对

① 本书成书于1984年，当时前苏联还没有解体。——译注

硬件设备

束、靶和探测器是高能物理实验中三个重要的组成部分。我们逐个予以讨论。历史上，人们曾用不同的方法来产生粒子束，但在战后年代里，高能物理的主要实验手段一直是同步加速器。[12]同步加速器由环形的真空管道(就像一个甜面包圈)组成，在它的外面是一副电磁铁外套。将一束稳态低能粒子——质子或电子——注入环中，由磁铁产生的磁场使得粒子在环中沿闭合轨道运动。在每个轨道的给定位置上，粒子受到一次射频“激励”以提高它们的能量。这种激励不断重复，直到机器内的粒子达到所需的能量。然后将它们引出轨道成为实验区可用的高能粒子束。人们可能会以为，只要激励足够多次，粒子束能量可以提高到任意大，但事实并非如此。每台机器能够取得的能量上限是由机器的环半径和它的电磁铁能产生的最大磁场强度决定的。我们在第3小节将会看到，加速器的建设一直以进一步提高粒子束能量为目标，相应的装置规模正变得越来越庞大。50年代大装置的半径约为10~20米，可以建造在一所房子里；到了60年代，装置半径已加大到约100米，整个装置位于地下；到70年代，装置半径又增大到1公里，而欧洲计划建造的80年代的大机器——大型正负电子对撞机——的半径将达到4公里。[13]

24

从加速器射出的粒子流称为初束。它可以直接用于实验，也可以用来产生次级束。在后一种情形下，初束被用来轰击金属靶以产生含有各种不同类型粒子的粒子射线簇。然后我们利用适当的电场和磁场组合，将所需的次级粒子束从出射簇中引出。对于那些无法直接加速的粒子束——原因既可能是它们不稳定，或容易在加速过程中瓦解；也可能是它们呈电中性因而不受加速器的电场和磁场的约束——实验中我们可以采用这种方法来取得。用于轰击的束，不论是初束还是次级束，被引向实验靶与之相互作用。我们将这种相互作用看成是束粒子与靶核之间的作用。通常选液氢作为靶，因为这种靶仅由最简单的原子核——单个质子——构成，从而方便了数据的解释。但如果要研究的是稀有过程，那么主要考虑因素是发生相互作用的概率而不是解释的简单性。在这种情况下，靶通常改用重金属靶，以便能有尽可能多的核子(中子和质子)与入射束粒子发生作用。

典型的束-靶相互作用会产生若干个基本粒子(数量随束能量的提高而增加)。这些粒子可以通过探测器来探测。高能物理探测器的共同特点是它们只对带电粒子敏感。探测器记录的是这些带电粒子穿过探测器中介质时产生的径迹。电中性粒子只能通过间接的方法来探测，即要么通过某种方式将它们转换为带电粒子后来探测，或者采用计算输入束与输出带电粒子之间的能量不平衡来评估。多年来，高能物理实验中采用的探测器种类有很多，对其细

节我们就不在这里作展开描述了，但对粒子探测的一般原理做些介绍可能是有用的。探测器可分为两类——可视信号类和电子脉冲类——对每一类我们可以举个例子来讨论。自从泡室于1953年发明以来，这种探测器一直是高能物理实验中性能优越的可视型探测器。[14]泡室是这样一种容器，其中充满了高气压下的过热液体，当气压突然降低时，液体便开始沸腾。由此形成泡室的工作原理：当带电粒子穿过腔室时，粒子经过的地方的液体发生沸腾，产生气泡，从而显现出一条粒子的运动轨迹。气泡标示出的粒子径迹可以通过拍照的方式记录下来用于随后的分析。图2.2是一张泡室的照片，粒子径迹即为图中连续的白色曲线(大的白色斑点是腔室壁上用作参考的标记)。

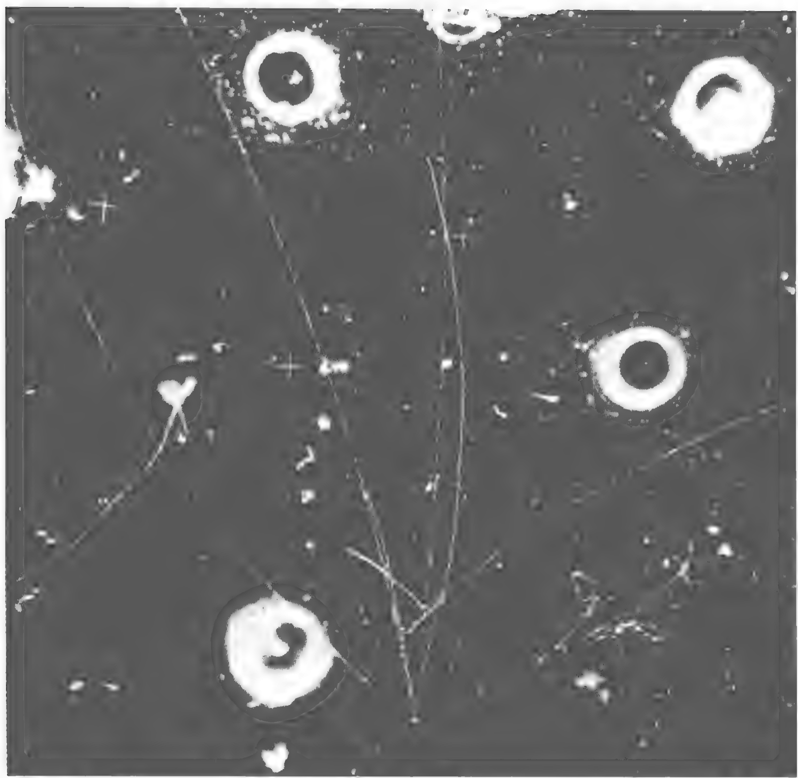


图2.2 泡室照片

在高能物理实验中，气泡室扮演着靶和探测器的双重角色。腔室放置在粒子束的路径上，其中的工作液体可以反复膨胀和增压。液体每膨胀一次，腔室内高速相机便拍下一张粒子径迹照片。在一次典型实验中，往往可记录下几千张束-靶相互作用(或称“事例”)的照片。如前所述，泡室中最常用的工作介质是液态氢，但是如果需要提高发生相互作用的概率时，就需要采用

比重较大的液体，如氟利昂等。

在高能物理实验应用中，泡室和其他可视型探测器有两个主要优点。第一，可以直接看到基本粒子的径迹——如果你不记得该如何从细节上来理解看到的结果时，你可以想象看到的就是粒子本身。其次，这类探测器可以产生大量数据。泡室记录“事例”的速度远远快于数据分析的速度。从历史上看，这一点正是战后高能物理在世界各地的大学里快速成长和扩散的重要因素。这意味着，那些本校没有加速器的大学的科学家们可以通过短期访问加速器实验室来收集大量数据，然后带回去花几个月时间进行卓有成效的分析。但是，可视型探测器的性能可谓喜忧参半。它们能产生大量数据是因为它们缺乏分辨本领：它们记录下发生的一切，不论是否有用。因此径迹数据分析麻烦得如同从秕糠里挑麦粒：得从一大堆无用的背景数据里挑出有用的事例来。

电子脉冲型探测器大大减少了这种海底捞针的功夫，因为这类探测器具有好的分辨本领。具有分辨本领的探测器是一种带有“触发”特性的探测器。我们可以通过编程来决定是否要记录某个正在发生的有趣事例。高能粒子的速度几乎接近光速，可以在不到一秒的时间内穿过探测器阵列。因此，触发的时间尺度在纳秒(10^{-9}秒)量级。处理如此迅速的信息的唯一办法是采用电子学方法，这样，探测器必须具有分辨本领的要求转换成要求探测器输出的是电子信号。满足这一标准的第一种仪器是闪烁计数器。这种探测器于40年代后期在高能物理实验上投入使用，至今仍是高能物理实验者手中的重要工具。[15]闪烁体材料在受到带电粒子轰击时会发出闪光。卢瑟福曾在他的关于放射性的开创性工作中，用肉眼来观察打在硫化锌闪烁屏上的α-粒子(氦原子核)计数。但是在高能物理实验上，闪烁体只有配以新开发的光电倍增管(PMT)才有用。光电倍增管记录闪光并对其进行电子倍增放大，其输出是一个电子脉冲，这个脉冲电信号可直接馈入高速电子逻辑电路。由此，闪烁计数器阵列——带光电倍增管检测的闪烁体材料——可以很好地满足探测器具有分辨本领的要求。在50年代末，火花室取代了闪烁计数器成为新一代高能物理实验探测手段。[16]火花室与闪烁计数器的区别在于，后者是将光信号转换成电脉冲，而前者则是直接产生电信号。作为战前盖革-穆勒计数器的后代，火花室的基本结构是一对加载了高电压的带电导线(或金属板)。带电粒子穿过火花室的气体介质时，会在导线间引起火花，由此产生一个电脉冲，将这个脉冲电信号放大并输入逻辑电路，就可以得到像闪烁计数器一样的输出。在70年代，由火花室原理衍化出许多高度精密复杂的探测器件：多丝正比室、漂移室和流光室等，它们在高能物理实验中发挥了越来越重要的作用。[17]它们提供了高精度测量，同时兼具灵敏的触发性能，使得泡室逐渐变得多余。

图 2.3 显示的是 80 年代初的一种电子探测器的输出信号。每个白点代表一次计数的闪光，我们眼中很容易看出由多次闪光重构的连续的粒子轨迹。

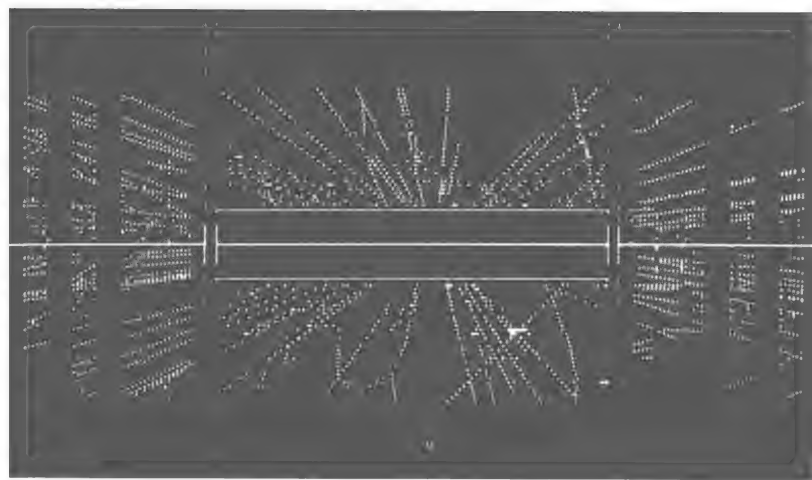


图 2.3　电子探测器阵列的输出信号

有待讨论的高能物理硬件设备的最后一项是粒子对撞机。我们前面提到的粒子加速器都是固定靶机器——用粒子束去打相对于实验室参照系静止的靶。对撞机不采用这种固定靶，而是让预先存储的两束彼此沿大环反方向运动的粒子束发生碰撞。在对撞机里，靶本身就是一束粒子：这两束反向旋转的粒子都存储在同一个环内，或存储在两个交错环内，碰撞就发生在预定的两束粒子的交错位置上。对撞机较固定靶机器优越之处可简述如下。在固定靶实验中，只有部分束能量——即束-靶系统的质心能量——被用于物理相互作用过程，其余能量都变成了束-靶系统相对于实验室的总体运动动能。而对撞机则不是这样。由于两束粒子迎头相撞，束-靶系统相对于实验室静止，因此对撞机的质心能量随束能量线性增长(即两倍于单束能量)。而由狭义相对论可知，固靶实验中的质心能量仅按束能量的平方根增长。我们知道，加速器的最大束能量是加速器建设成本的主要决定因素，由此可见，对撞机提供了一条极具成本效益的获取高质心能量的途径。当然，作为实验工具，对撞机并非无可挑剔。在固靶实验中，我们是用数密度较低的粒子束去打致密的靶，而在对撞机中，则是一束低密度粒子去打另一束低密度粒子，因此反应率相应地大大降低。推而广之，要获得与固靶实验可比的数据，对撞机需要运行更长的时间，付出更多的努力。此外，对撞机只限于研究稳定的带电粒子(电子、质子及其反粒子)之间的相互作用，这使得它能提供实验范围受到很大限制，而采用不同次级粒子束的固靶机器的应用范围则要广泛得多。[18]

28

子。在粒子物理学发展的不同历史时期，束和探测器选择的不同模式曾左右着实验进程。这些模式曾最先被用来刻画新旧物理学之间的区别。在此我想对它们之间总体差异做一综述(更详细的讨论见以后各章)。 30

战后时期建造的各种加速器满足了人们对不断增长的束能量的要求，每一代新机器都为实验开辟了一个新天地。正如人们所料，实验者最初集中于探讨那些实验室最常遇到的过程——即大反应截面过程。根据定义，这类过程是由强相互作用引起的，因此，旧物理学实验偏爱采用强相互作用粒子束——强子——进行实验。轻子只受电磁力和弱作用力支配，它们的相互作用截面仅为强子作用截面的千分之一甚至更小。[19]因此轻子束实验在旧物理学里只占据次要地位。在新的物理学里，角色发生了互换。最早的新物理学实验传统都是基于轻子束的使用。强子束实验在新物理学里得到持续，但探测器更新了，强调的是探测稀有的、小截面过程，完全不同于旧物理学的研究内容。旧物理学实验已经证实，大多数强子反应是“软性的”：从反应区出射的大部分粒子都只具有很小的垂直于入射束方向的横向动量。这就好像通常束粒子打在靶核上只是轻轻一击，受到的只是轻微的偏转。由此，截面随横向动量呈指数下降，这对束粒子散射情形和产生新粒子情形都一样。与此相应，旧物理学实验主要集中于探索大截面软散射过程的细节。与此相反，新物理学在很大程度上放弃了这种追求，而是集中于探索非常罕见的、粒子横向动量很大的“硬散射”现象。

实验者可以通过探测器的适当配置来将这种大横向动量粒子分离出来，这种研究以质子-质子对撞机最为经典。在这种机器上，两质子束发生正面碰撞。系统的质心相对于实验室参照系静止，因此我们很容易通过实验将软散射与硬散射区分开来。软散射对应于小的横向动量，故由相互作用区出射的粒子沿小角度(与入射束的夹角)出射。由此可知，在对撞机进行软散射实验，实验者需要将探测器安装得尽可能接近于入射束的入射方向，见图2.4中探测器A所代表的情形。相比之下，硬散射对应于快粒子的大角度出射。因此要进行硬散射实验，实验者只需将探测器转到与入射束方向垂直的方向上(这种安排仅适用于高能粒子)，如图2.4中探测器B所示。随着时间推移，不论是对于固靶机器实验还是对于对撞机实验，硬散射在新物理学传统下均变得日益重要。但对于固靶机器实验，要从众多的软散射背景里挑选出硬散射则更加困难，因为在固靶实验中束-靶系统是运动着的，所有粒子，不论是末态产生的还是散射的，都具有沿入射方向的运动。因此探测器在空间取向上的简单变化不足以挑出硬散射事例。要想取得成效，就需要对探测器、电子逻辑电路和分析做出更精心的安排，关于这方面内容我们就不在此详述了。 31

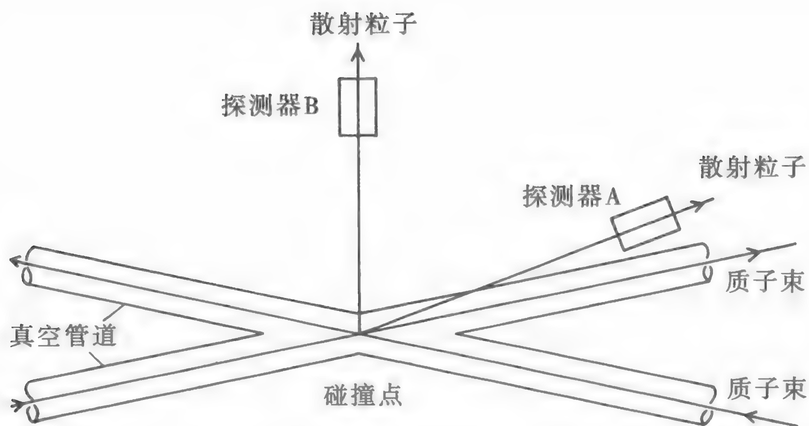


图 2.4 质子-质子对撞机实验的探测器配置：探测器 A 记录小横向动量的软

楚：建造更高能量的质子加速器不存在特殊障碍。[29] 1967 年，76 GeV 的质子同步加速器在谢尔普霍夫落成，为苏联人重新夺回了高能指标的世界纪录。这台机器产生了雷吉传统相当感兴趣的数据，但如同此前的杜布纳机器一样，总体上没能取得如所预料的成就。[30]美国在 60 年代中期所设想的计划终于在 1972 年得以实现：在位于芝加哥郊外的一个新的国家实验室里，500 GeV 的质子同步加速器首次实现运行。[31]这个实验室先是命名为“国家加速器实验室”，后又重新命名为“费米国家加速器实验室”，简称费米实验室。欧洲不甘落后，拿出了 400 GeV 加速器作为对费米实验室机器的回应，这台机器称为超级质子同步加速器(SPS)，于 1976 年首次出束。[32]

无论是费米实验室的 PS 还是欧洲核子研究中心的 SPS，都属于旧物理学时代的构想。以共振产生和软散射两大物理课题构成初步研究方案。但是，到了 70 年代末，旧物理学在这些加速器上的研究已基本让位于新物理学。但正如下文指出的，新物理学的主题——轻子束和硬散射实验，还有粲粒子的研究——全都来自其他机器。在新物理学的背景下，质子同步加速器作为研究工具已明显失去了它们在旧物理学那里享有的主导地位。但它们在提供广泛的次级束方面仍具有独特的功用，因此仍可用来支持大型、多元化的各种实验。70 年代末，费米实验室计划将机器的最大能量提高到 1 TeV(=1000 GeV，即 Tevatron 项目)[33]，苏联则考虑到 80 年代末在谢尔普霍夫建成 3 TeV 能量的 PS。

电子加速器

作为既带电又稳定的粒子，电子原则上可以在与质子加速器相同的机器上进行加速。然而，电子质量远小于质子(二者质量分别为 0.5 MeV 和 1 GeV)，因此在环形轨道上加速时，电子失去能量要比质子快得多。也就是说，要取得给定的能量束，加速质子要比加速电子更有效。历史上，也是直接用质子束作为探测基本粒子相互作用的探针，特别是在强相互作用领域。因此，表 2.1 列出的电子加速器在能量上总是滞后于质子加速器，而且在很长时间里一直是作为第二最佳选择方案。在战后时期，建造的小型电子加速器有几个，但即便是到了 60 年代中期，美国坎布里奇的电子直线加速器能量也才 6 GeV。同期其他的电子加速器有：西德汉堡的 7 GeV 的 DESY(Deutsches Elektronen Synchrotron 的首字母缩写，后文中也指该机器所在的“德国电子同步加速器研究所”——译注)，英国达斯伯里实验室的 5 GeV 的妮娜(NINA)同步加速器和苏联埃里温的 6 GeV 的同步加速器。这些机器与质子加速器的联系很少。[34]由于能量低于质子同步加速器，因此电子加速器主要是用来为已在质子加速器上探索过的旧物理学现象增添新的数据，而不是指向全

新的研究课题。但到了60年代后期，随着加州斯坦福直线加速器研究中心（SLAC）的新的22 GeV电子加速器取得第一批数据，电子束物理开始受到高能物理学界的重视。SLAC的这台机器，与这里讨论的其他机器相比算是个另类，它是个直线加速器而不是环形同步加速器。电子在直线加速器里沿直线加速，在机器的末端形成22 GeV的电子束。斯坦福大学具有悠久的建造电子直线加速器的传统，其建设的历史可追溯到战前年代。SLAC的这台22 GeV机器是最长的加速器[有2英里（miles）长]，也是最昂贵的加速器（1.14亿美元建设成本，每年2500万美元运行费用）。[35]在SLAC的第一轮实验中就发现了一种显著的新现象——标度无关性。标度无关性以及夸克-部分子模型和随后的量子色动力学对它的解释，构成了新物理学的第一道曙光。标度无关性的发现及其对高能物理实验和理论实践的影响是第5章的主题，在此我只想就表2.1中SLAC之后电子加速器的明显缺乏这一点做些说明。

标度无关性的发现确保了高能电子散射研究在高能物理研究领域的前沿地位。然而，如上所述，从取得给定能量方面说，质子加速器的工作效率和经济效益要远比电子加速器高。而且由质子同步加速器的初束产生的次级束也可以是轻子束：电子、μ子和中微子（μ子和中微子的讨论见第3章）。这样，SLAC发现标度无关性带来的影响是将人们的注意力集中到高能质子同步加速器的轻子束实验上。特别是在60年代初，布鲁克海文国家实验室和欧洲核子研究中心开始着手进行中微子实验方案。在SLAC发现标度无关性后不久，人们观察到，中微子散射也遵从标度无关性。因此，研究重心不是像人们以为的那样从SLAC转移到新一代电子加速器上，而是转移到费米实验室和CERN SPS装置所从事的甚高能量中微子束研究上。以观察标度无关性为目标的中微子物理实验是新物理学进入这些机器的实验方案的一条途径。随着事情进展，人们看出，70年代的中微子实验对于新物理学具有双重意义。除了标度无关性，中微子束亦是研究另一种新现象——弱中性流——的主要探针。中性流发现于1973年，被认为是有利于统一的电弱规范理论的第一个经验证据。这一证据最初是在CERN PS的中微子实验中观察到的，但很快就成了费米实验室和CERN SPS的主要研究课题，因为在这两个装置上，较高的束能量便于收集更广泛和更详尽的中性流数据。由此可见，新物理学PS实验的一个特征是强调轻子束。其他主要特点还包括越来越重视硬散射现象和粲粒子。下面我们就来探讨这些课题。

对撞机

表2.2列出了高能物理研究中主要的对撞束机器。与表2.1比较可见，对撞机的明显优势在于其质心能量。例如，欧洲核子研究中心的质子-质子对

撞机ISR馈入的是从CERN PS引出的28 GeV的质子束。经过稍许提升，束能量增至31 GeV，由此在ISR上实现了62 GeV(=2×31 GeV)的质心能量，而在固靶装置上要实现同样的质心能量，就需将初束能量提高到2 TeV。

表2.2　　对　撞　机

对撞机	首次运行时间	束	单束能量(GeV)	质心能量(GeV)
ADONE，弗拉斯卡蒂	1967	e^+e^-	1.5	3
CEA ‘Bypass’，坎布里奇，麻省	1967	e^+e^-	3.5	7
ISR，欧洲核子研究中心	1971	pp	31	62
SPEAR，斯坦福直线加速器研究中心	1972	e^+e^-	4.2	8.4
DORIS，德国电子同步加速器研究所	1974	e^+e^-	4.5	9
DCI，奥赛，法国	1976	e^+e^-	1.6	3.2
PETRA，德国电子同步加速器研究所	1978	e^+e^-	19	38
CESR，康奈尔大学	1979	e^+e^-	8	16
PEP，斯坦福直线加速器研究中心	1980	e^+e^-	18	36
VEPP-4，新西伯利亚，苏联	1980	e^+e^-	7	14
SPS$p\bar{p}$，欧洲核子研究中心	1981	$p\bar{p}$	270	540
Tevatron $p\bar{p}$，费米实验室	1986	$p\bar{p}$	1000	2000
Isabelle，布鲁克海文实验室	80年代末?	pp	400	800
SLC，斯坦福直线加速器研究中心	1986?	e^+e^-	50	100
LEP，欧洲核子研究中心	1987	e^+e^-	50	100

正负电子对撞机

38

大部分早期的对撞机(未在表2.2中列出)都是能量非常低的电子-正电子(或电子-电子)对撞机。它们在物理上的主要功用是在新的环境下检验成功的量子电动力学(QED)理论，但它们受到技术问题的困扰，就像是实验者/机器建造者手里的古怪奇特的玩具。在60年代初期，一种被称为“矢量介子”的强相互作用粒子在常规加速器上被发现。人们很偶然地发现，这种粒子会衰变为一对正负电子(e^+e^-)。同时人们很快就意识到，可以通过逆过程由正负电子碰撞来产生这种粒子。很明显，这种现象可能已经超出了量子电动力学的范围，令人感兴趣的强子物理可以在正负电子对撞机上进行。尽管如此，

人们普遍认为，超出矢量介子质量(1 GeV)的实验揭示出的可能是一块平淡无奇的“沙漠”。

率先将这种认识付诸检验的机器之一是“阿多内(ADONE)”对撞机。这是一台位于意大利弗拉斯卡蒂(CNEN)国家实验室的机器，于1967年开始运行。ADONE是弗拉斯卡蒂国家实验室在先前的小环AdA建设取得的经验基础上结出的一个成果，并用作已经在弗拉斯卡蒂运行的低能电子同步加速器的电子和正电子源。[36]事实证明，ADONE是研究矢量介子的一种优异工具。而且70年代初的实践证明，高于1~3 GeV能量范围的所谓“沙漠”并非不毛之地。理论家们曾预计，在这一能量范围，产生强子的截面会迅速下降为零，而ADONE上的实验表明，这种说法并不成立。但除此之外，人们在低能正负电子对撞机上再也没有发现新的引人注目的现象，正负电子对物理在高能物理里仍仅具边际意义。与ADONE实验的同一年，CEA“Bypass”正负电子对撞机在麻省坎布里奇开始运行，从现有的电子同步加速器一次馈入的能量也更大。到1972年，CEA的质心能量已提升到7 GeV，是ADONE的两倍以上，但亮度很低。亮度是对相互作用区域束密度的技术量度。CEA的低亮度意味着发生相互作用的反应率很低。这反过来又意味着，在有限长时间内采得的数据的统计误差很大，虽然CEA上的观察非常富于启发性，但这些都留待斯坦福的SPEAR(“斯坦福正负电子非对称环”英文首字母缩写——译注)去解决了，后者标志着真正迈入正负电子物理研究时代。

SPEAR的建设是由斯坦福大学的物理学家伯顿·里克特(Burton Richter)推动的。经过多年倡导利用SLAC直线加速器束流来建造正负电子对撞机，里克特实现了这一梦想：尽管经费有所削减，但8 GeV质心能量的正负电子对撞机终于在1972年开始物理研究工作(SPEAR的建设费用从SLAC的运行经费中支付)。[37]1974年，在SPEAR和布鲁克海文的AGS装置上同时发现了新粒子J/Ψ，这一发现成了新物理学发展的分水岭。AGS的能量不足以对新粒子的特性进行详细研究，于是费米实验室的质子同步加速器和欧洲核子研究中心的超级质子同步加速器等固靶机器取而代之。但SPEAR则能很好地满足实验要求，因此确认新粒子“粲数”性质的很多工作都是在SPEAR和另一台正负电子对撞机DORIS(于1974年在德国电子同步加速器研究所开始运行)上完成的。正如第一章中指出的，粲粒子数据在新物理学理论——70年代后半期出现的电弱规范理论和量子色动力学——眼里至关重要。正负电子相互作用开始被视为也许是实验物理中最具启发性的信息源。在几年的时间里，正负电子对撞机的地位迅速从高能物理研究的边缘提升到前沿。

1978年，随着德国电子同步加速器研究所的38 GeV质心能量的正负电子对撞机PETRA开始服役，德国在正负电子物理研究领域取得领先地位。而美

国与之匹敌的机器，斯坦福直线加速器研究中心的 PEP，却因为经费问题推迟到 1980 年才开始运行。美国的另一台正负电子对撞机——康奈尔的中等能量的 CESR——于 1979 年运行。在欧洲，人们已取得共识：80 年代的主要加速器项目将是大型正负电子对撞机。欧洲核子研究中心决定建造 LEP（“大型正负电子对撞机”英文首字母缩写）的决定于 1981 年得到了各会员国政府的批准。[38] LEP 被设想为一个检验新物理机制——规范理论——的实验室，用它可以探讨各种新的物理现象，但它有一个主要目标：探测所谓“中间矢量玻色子”（IVB）粒子。中间矢量玻色子的存在与否是衡量电弱统一规范理论的关键所在。按理论预言，这种粒子非常重，现有机器没有一台有足够的能量来产生它们。为此人们在正负电子对撞机领域提出了最新的机器，这就是斯坦福直线对撞机（SLC）。这台机器计划利用 SLAC 直线加速器（能量升级版）输出的 50 GeV 的电子和正电子束，让它们在失去作用前一刻发生一次性碰撞（这与传统的对撞机不同，后者存储的束流可以反复碰撞）。SLC 的这种明显浪费的做法背后有双重目的。首先，它可以说，要取得超出 LEP 的能量，建造和运行两台直线加速器来让束流彼此碰撞要比建造和运行一台环形加速器便宜得多，因此 SLC 可以看做是未来机器的原型；更重要的是，SLC 似乎可以在短时间内很快建起来，从而为美国物理学家赶在欧洲的 LEP 开始运行之前检测到中间矢量玻色子提供机会。虽然没能获得国家资助，但截至 1982 年，SLC 很可能是美国要建造的下一代机器的主要机型。[39]

质子-质子对撞机和质子-反质子对撞机

虽然正负电子对撞机在 70 年代为高能物理研究提供了主要的实验平台，但是从 1971 年起，世界上质心能量最高的机器是质子-质子对撞机——欧洲核子研究中心的交叉储存环（ISR）。ISR 用两个交错的环将 CERN PS 产生的两束反向旋转的质子束储存起来，这样，在两环的交叉点上可得到 62 GeV 的质心能量。ISR 的早期研究集中在旧物理学课题上，具体来说，就是对当代版雷吉理论所预言的软的、小横动量过程进行测量。但由于 2.2 节所述的原因，实验者发现，ISR 是一台特别适于用来进行大动量转移研究的机器，于是在 ISR 的第一轮实验中便采取了建立硬散射研究传统的重大步骤。从 ISR 的这些早期实验中观察到，虽然在大的动量转移情形下截面的确很小，但它们要比从软散射数据外推得到预期值大得多。大横向动量事例的过剩被看成是相互作用强子的夸克成分之间存在硬碰撞的证据，人们利用起初用于分析 SLAC 电子散射数据的夸克-部分子模型来予以解释。在 70 年代，ISR 上的硬散射实验迅速发展。从它们与夸克-部分子模型（以及后来的量子色动力学）的联系上看，它们代表了新物理学对单纯强子实验的第一次冲击，并最终在 ISR 项目

中占据了主导地位。尽管在固靶机器上进行大横向动量粒子的探测在技术有困难(见第2.2节)，但费米实验室和欧洲核子研究中心的SPS上还是开始着手进行硬散射研究，这些实验为新物理学贡献了另一种重要粒子。

70年代里没有建造更多的质子–质子对撞机。但在80年代，美国计划将主要投资集中于建设800 GeV质心能量的质子–质子对撞机(机器命名为伊莎贝尔)。这台机器设在布鲁克海文国家实验室，于1978年开始建设，其环形隧道于1981年竣工。但由于伊莎贝尔的设计主要依靠未经检验的超导磁体技术，而工作磁体的开发遇到了许多问题，由此造成工期延误和成本的不断攀升。在80年代初，对于伊莎贝尔是否能建成并不清楚。[40] 70年代开始建造的两台质子–反质子($p\bar{p}$)对撞机也正在建设过程中。这项建议是1976年提出的：有可能用束流方向相反的质子和反质子充入费米实验室的PS和CERN SPS，从而以碰撞束模式来运行这两台机器。[41] 这些$p\bar{p}$碰撞机的质心能量范围可以达到与LEP和伊莎贝尔同样的水平。虽然它们无法保证取得相同的数据数量和质量，但是作为现有机器的转型，它们能相对较快地进入运行阶段且成本低廉。它们的目标很简单：尽快发现中间矢量玻色子。

本节内容总结如下。加速器物理的历史可分为三个阶段。在大致延伸到60年代末的第一阶段，加速器的建造和使用主要是为旧物理学服务。能量不断提高的质子同步加速器上的强子束实验确定了研究的步调。第二阶段跨越整个70年代，大部分机器的运行原计划服务于旧物理，但实际上则是越来越多地服务于新物理学的目的。质子同步加速器的运行方案围绕调查罕见现象而调整，对撞机推到前台。第三阶段是从今往后，像LEP和质子–质子对撞机这样的大机器明确地成为新物理学研究的平台。在下一章中，我们将分析这三个阶段之间是如何过渡的。

注释和参考文献

1. 关于欧洲核子研究中心，见Adams(1981)；关于美国的情形，见Robinson(1981)。
2. 除了新近获得的来自日本(讨论见Hoddeson，1983)和中国(Lock，1981)的研究计划外，高能物理实验室的主要实验都集中在美国、欧洲或苏联。关于苏联实验方案的影响相对缺乏，见Irvine and Martin(1983b)。欧文和马丁在文中讨论了东欧和西欧的物理学家们关于苏联的研究难以成功的各种原因的分析，这些因素包括缺乏快的电子仪器，没有足够的技术支持，以及与科研管理有关的官僚体制等问题。沙利文、巴尔伯尼和怀特(Sullivan，Barboni and White，1981)讨论了技术落后如何影响到60年代中期苏联的实验研究战略。
3. 两个因素促进了主要集团以外的高能物理的发展，特别是在日本和印度的增长。首先，个别实验室一般都不论国籍向所有实验者开放；其次，高能物理的理论研究并不需要

具备实验设施，而且研究成本较低(主要的财政投入就是研究人员的工资)。尽管这两点对科研条件的要求有所放宽，但高能物理的发展仍主要由美国、欧洲和苏联主导。 42

4. ‘Amaldi Report’ (1963，70，74)。
5. 这种趋势可从美国物理学领域攻读博士学位的总人数上可见一斑，见 Fiske(1979)和 Alpher，Fiske and Porter(1980)。“布罗姆利报告”证实，在 70 年代初，美国从事粒子物理研究的物理学家大约有 1600 人。尤其是在 70 年代末，这个数字仍无变化(Physics Survey Committee 1973，321，334)。欧洲在 70 年代从事高能物理实验的人数也基本持平，见 Martin and Irvine(1983，17，表 2)。
6. 欧洲的情形，见 ECFA(欧洲未来加速器发展评估委员会)Working Group(1979，3)；美国的情形，见 High Energy Physics Advisory Panel(1980，27)。请注意，这里引述的数字均指高能物理研究人员，不包括在实验室工作的大量辅助人员。例如，在欧洲核子研究中心，辅助人员的人数从 1954 年成立开始就不断增长，1975 年达到近 4000 人的峰值，到 1980 年下降到约 3500 人(Adams 1980，16)。
7. 关于高能物理领域内职业角色分化的进一步讨论，见 Gaston(1973)。
8. ECFA Working Group(1979. 3)：High Energy Physics Advisory Panel(1980，27)。
9. 按出版的高能物理文献统计，1950～1972 年间发表的关于弱相互作用物理学的论文达 5000 篇(作者 4000 人)，占这一时期高能物理文献总数的 1/6(Sullivan，Barboni and White 1981，165)。
10. 关于实验高能物理研究方面合作的更详细资料，见 Morrison(1978)。从 50 年代到 60 年代，进行实验的物理学家小组通常由不超过 10 人组成，而且他们往往来自同一个单位。在 60 年代和 70 年代，随着实验的复杂性和尖端性增加，研究小组的规模也在加大。在 70 年代后期，一个典型的研究小组约有 40 名成员，有些小组的人员扩大到约 80 人(ECFA Working Group 1979，17)。ECFA 认为(ECFA，1979，21)，在 80 年代后期，LEP 上的实验(见下文)的研究组人数达到 100 名物理学家。他们认为，这该是合作研究小组规模的上限，再大就会在组织上和交流上发生困难。但从整个高能物理学界内部来看，每次 LEP 实验，参与的实验物理学家在 200 人左右更为实际。与此相反，在高能物理理论研究方面，从业人数一直保持在二战前的理想水平，理论文章作者的典型人数通常是一人或几人。
11. 关于实验者参加加速器实验的体制问题，有些评论是中肯的。随着国家级实验室的增多，国家设立了咨询和政策委员会。实验合作小组编写出描述希望进行的实验的详细建议书，并提交到他们认为与实验室管理有关的相关管理部门，然后由审核委员会对 43 这些建议进行投票。审核委员会将根据物理上的考虑、相关物质资源和财政资源、研究小组的竞争力等状况来予以评估。成功的研究组获得其选择的机器，被淘汰的其他小组可能会重新修改他们的建议书，调整小组的结构或解散。审核委员会的委员通常尊重来自科研一线的粒子物理学家(实验者和理论家)的选择。
12. 关于从 19 世纪末到 20 世纪 70 年代后期加速器发展的全面论述，见 Livingston(1980)。
13. 见 Livingston(1980，49，74，80)和 CERN Courier(1982c)。
14. 由加州大学伯克利分校的路易斯·阿尔瓦雷斯小组设计的(72 英寸长)巨大泡室于

1959年的首次运行是泡室发展史的一个重要里程碑。许多新粒子都是用这个泡室发现的。它的成功决定了泡室在可视型探测器领域的主要竞争对手——核乳胶方法——的命运。核乳胶差不多是一种厚厚的、高密度的照相感光胶片。它们于20世纪40年代末运用于高能物理实验中。使用时，将乳胶片放置在粒子束路径上一段时间，然后取出，通过标准的照相底片显影技术，就可将与乳胶发生相互作用的带电粒子径迹显示出来。在20世纪50年代，使用核乳胶方法曾记录下大量的数据，但与泡室相比，核乳胶方法有两个明显的不足：从胶片上寻找和测量粒子径迹是一件很困难、很繁琐和很费时的工作；难以备制大面积均匀的乳胶片。因此在60年代和70年代，核乳胶方法只用于专门的用途。

关于60年代初泡室技术及其数据分析技术的发展，见 Alvarez(1970)。关于随后的发展，见 Derrick(1970)，Ballam and Watt(1977)。关于核乳胶方法的通俗解释，见 Yagoda(1956)。

15. 关于闪烁计数器的通俗解释，见 Collins(1953)。
16. 关于火花室的通俗解释，见 O'Neill(1962)。
17. 关于多丝正比室、漂移室和流光室等探测器发展的技术说明，见 Charpak(1970)和 Rice-Evans(1974)。对它们的半通俗解释，见 Charpak(1978)。
18. 关于对撞机发展的早期的通俗解释，见 O'Neill(1966)。
19. 强子的总散射截面通常在 10^{-1} 靶恩到 10^{-2} 靶恩之间。电子的总散射截面约为 10^{-4} 靶恩。中微子(电中性的轻子，只参与弱相互作用，见3.3节)的散射截面在 10^{-13} 靶恩量级。
20. 表2.1和表2.2的数据编自各种来源，主要来源于如下的综述性文章：Barton(1961)，Howard(1967，1，18，43)，Panofsky(1974，xi－xii)，ECFA Working Group(1979，Table 7)和 Madsen and Standley(1980)。还有个别来源列举如下。应该强调的是，文献中的这些表给出的数据并不系统全面，它们通常只列出特定时期内最大能量机器的数据，而将40年代、50年代和60年代许多小型加速器上的实验结果略去。如需更完备的清单，见上述评述文章；关于1956年之前的机器，见 Amaldi(1977，347)。
21. 关于 BNL 和 Cosmotron 的历史，见 Ramsey(1968)，Greenberg(1971)和 Baggett(1980)。
22. 电子伏(eV)定义为电子经过一伏特电位差的加速所获得的能量。在高能物理里，这是非常小的单位。随着加速器的能量越来越大，通常采用更大的能量单位。这些单位与电子伏的关系如下：1 keV $=10^3$ eV；1 MeV $=10^6$ eV；1 GeV $=10^9$ eV；1 TeV $=10^{12}$ eV。根据狭义相对论，能量和质量可以相互转换。为了对这些单位的大小有个直观印象，我们换算一下：一个电子的质量大约是0.5 MeV，而一个质子的质量近1 GeV。
23. 应该指出，宇宙线的频谱可以扩展到极高的能量，远远超出这些人为可获得的粒子能量范围。尽管宇宙线强度非常低，但粒子物理学家还是不断地想从宇宙线中寻找新现象的踪迹。
24. 关于美国加州大学伯克利分校的劳伦斯辐射实验室(后更名为劳伦斯伯克利实验室)，见 Kevles(1978)，Greenberg(1971)和 Heilbron，Seidel and Wheaton(1981)。
25. 伯克利在早年强子共振物理学中的领导地位，只能部分地归功于 Bevatron 的高能量。

在不断增强的测量技术方面，正是由于阿尔瓦雷斯小组在泡室探测器方面的开创性工作(创建 72 英寸泡室，发展出胶片分析的尖端方法，见前述注释 14)。关于这项工作及其与理论发展的关系的说明，见 Alvarez(1970)。对于阿尔瓦雷斯小组的社会组织结构，Swatez(1970)给出了一个有趣的讨论。

26. 对于所有这三个机构和机器的历史的讨论，见 Jungk(1968)。关于欧洲核子研究中心历史的主要研究，见(Hermanr ，1980)，同时，见 Amaldi(19770 和 Kowarski(1977a, b)。关于欧洲核子研究中心的研究与其他主要高能物理实验室研究的比较，见 Martin and Irvine(1983)和 Irvine and Martin(1983a)。欧洲核子研究中心目前的成员国有奥地利、比利时、丹麦、法国、德意志联邦共和国、希腊、意大利、荷兰、挪威、西班牙、瑞典、瑞士和英国。
27. Greenberg(1971).
28. Litt(1979).
29. Livingston(1980, 65 - 85).
30. 见前述注释 2.
31. Greenberg(1971), Jachim(1975), Sanford(1976), Hoddeson(1983).
32. Goldsmith and Shaw(1977).
33. CERN Courier(1982d).
34. 关于这些机器的细节以及有关它们的研究表现的比较讨论，见 Martin and Irvine(1981). 45
35. Neal(1968), Greenberg(1971).
36. 关于 AdA 的历史，见 Bernadini(1978)和 Amaldi(1981).
37. Richter(1977).
38. CERN Courier(1982b).
39. Robinson(1982).
40. Broad(1982).
41. Cline 和 Rubbia(1980).

3 旧物理学：高能物理，1945—1964

本章探寻二战后高能物理发展的总体特点。[1] 目的是划定60年代初——前夸克年代——旧物理学主要关心的问题。旧物理学是以对基本粒子现象的常规处理为特征的。实验者探索大截面过程，理论家构建模型。到60年代初，旧物理学在几个主要的质子同步加速器上的强子束实验可以宽泛地分成两类现象。在低能区，截面“起伏不平”——即截面随束能量和动量转移的变化剧烈；在高能区，截面是“软”的——即截面随束能量转移变化缓慢但随动量转移下降很快。剧烈的和平缓的截面变化规律分别被赋予不同的理论意义。低能区变化剧烈被解释成不稳定强子的产生和衰变所致。随着有越来越多的共振峰被分离出来，强子的列表迅速加长。这就是本章第1节要讨论的基本粒子“暴增”现象。以下各节综述各种理论对这种暴增现象的解释。第2节概述用守恒律来深化强、弱相互作用和电磁相互作用之间的区分，并将强子分为不同的族。这一做法导致了**八正法**分类，而夸克的概念便是直接由此而来。第3节描述高能物理理论家如何试着将电磁理论的量子场论用于描述弱相互作用和强相互作用。这一尝试在70年代初结出了硕果，这就是规范理论。但在50年代到60年代初，场论方法并不被看好。对于弱作用，场论处理尽管至少从实效上说是成功的，但它在用于强相互作用时却不成功。第4节综述理论家们如何从故纸堆里搜寻有用的东西。收获是找到了可用来处理强相互作用的“S矩阵”方法。S矩阵方法是建立在量子场论基础上的，但其成功却与量子场论无关，而是——在“靴袢”理论看来——被看成是一种明显的反场理论的方法。在50年代后期，S矩阵理论的应用主要与越来越多的强子有关。但到了60年代初，S矩阵发展的一个分支——“雷吉理论”——开始主宰高能软散射的分析。

因此，从60年代初开始，旧物理学可分为两大分支：在低能区，重点在截面突起和它们作为不稳定强子的解释；在高能区，重点是软散射及其雷吉理论的解释。低能区的工作直接导致夸克概念的提出，正如我们将在下一章看到的。理论和实验的雷吉传统却走向了死胡同——这里是指它们对新的夸克物理学和规范理论的诞生贡献甚少。因此我在第4节阐述雷吉传统时也相应地较为简略，并在以后的章节里不再讨论其细节。但要记住，它的存在是重要的。在60年代和70年代，雷吉传统构成了旧物理学的重要组成部分。[2]它所体现的世界观与新物理学有很大的不同。只要高能物理的理论家和实验者

还在积极支持这一学说，那么新物理学就不能说已建立起来。夸克概念和规范理论必须克服雷吉传统形成的阻力。

3.1 粒子暴增现象

罗彻斯特大学的高能物理理论家罗伯特·马尔沙克(Robert Marshak)在他1951年所写的“粒子的多重性”一文中回顾了基本粒子的黄金年代：

> **1932年，当詹姆斯·查德威克发现了中子后，物理学迎来了阳光明媚的春天。在此期间，大自然似乎呈现出美丽的简单性。物理宇宙看起来仅用3种基本粒子——电子、质子和中子——就可以得到解释。构成宇宙的所有层次的物质都可以还原为这三种基本构件。它们的不同组合形成了92种元素的原子。原子由紧密的核和绕核旋转的一群电子组成，就像行星围绕着太阳旋转。原子核则由质子和中子组成。**[3]

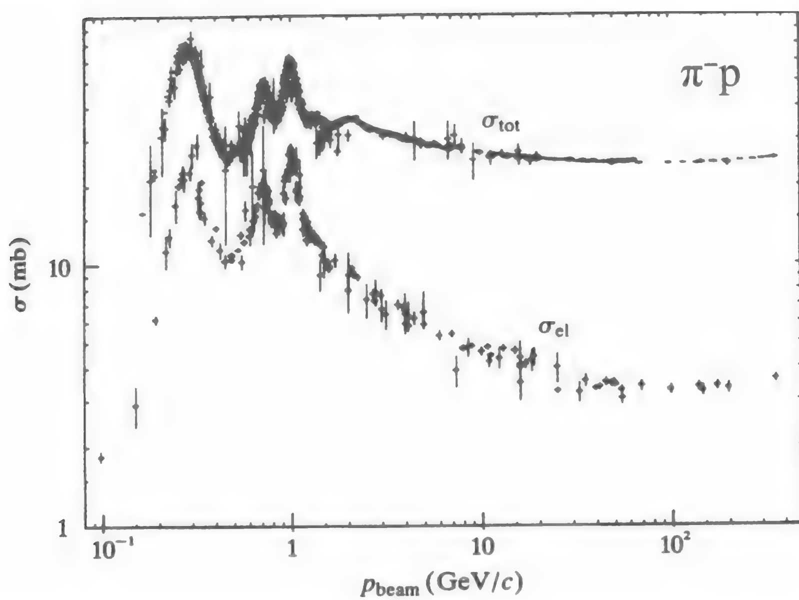
1951年12月，马尔沙克罗列了15个基本粒子—— 这份名单已经开始显得凌乱。随着岁月流逝，名单越来越长，本节我们来追溯这方面的主要发展。[4]

在40年代末，宇宙线实验者认定，他们观测到，在原先以为仅存在一种粒子的地方实际上有两种不同类型的粒子产生。一种称为 μ 子的粒子被确认为是轻子——类似于电子的不受强相互作用支配的粒子。μ 子的质量为105 MeV，大约是电子的200多倍，但它其他方面的性质似乎与电子完全相同。第二个粒子是 π 介子，它与核物质有大的相互作用截面，具有强相互作用粒子或强子的特征，其质量约为140 MeV。π 介子明显要比其他强子(例如质子，质量为940 MeV)轻得多。后来确认，它就是1935年日本物理学家汤川秀树预言的那种具有强相互作用的粒子(见下文第3节)。

48

1953年，另一种轻子也被发现，这就是电中性、无质量的中微子(ν)(亦见第3节)。从此，轻子家族—— e，μ，ν ——多年保持不变。强子清单则持续加长。从1947～1954年，人们从宇宙线实验和布鲁克海文的宇宙线级加速器上确认了一连串强子：K 介子(质量500 MeV)，Λ(1115 MeV)，Σ(1190 MeV)和 Ξ(1320 MeV)。[5]所有这些粒子均不稳定，很快衰变成质量较小的粒子。观察发现，它们在可视型探测器上留下的径迹长约几厘米，据此推测出它们衰变前的寿命约为10^{-8}～10^{-10}秒。[6]这是预期的弱相互作用的特征时间尺度，因此对这些粒子衰变的观测构成了高能物理发展初期关于弱相互作用信息的一个新的重要来源。

1952年，人们在低能加速器(芝加哥回旋加速器)上观测到称为德尔塔



π⁻p
σ_{tot}
σ_{el}
σ (mb)
10
1
10^{-1}
1
10
10^2
p_{beam} (GeV/c)

来推断其存在：如果相互作用前后能量-动量不守恒，就说明一定存在未被发现的中性粒子。像 Λ 这样的中性粒子正是通过这样的推理被发现的。角动量守恒也因其内在本性而具有类似的用途。它还是一个基本粒子分类的基础，对它的讨论将有助于引入一个重要的“量子数”概念。

原子的现代观念源自尼尔斯·玻尔于20世纪初提出的行星模型。根据玻尔模型，电子绕原子核运动就如同行星绕日运动。与轨道运动相关的物理量是角动量：电子或行星在给定半径的轨道上旋转得越快，则它所携带的角动量就越大。行星系统与原子系统所不同的是，前者是宏观的，需要用牛顿经典力学定律来描述；后者则是微观的，需要用量子力学来分析。根据量子力学，轨道角动量不是一个可以任意取值的连续量，而是**量子化**的物理量：它的值限定为某个基本单位(由$\hbar$表示)的整数倍。[13]单位前的这些系数与给定的轨道有关，称为轨道角动量**量子数**，记为 L。就是说，如果电子的轨道**量子数**为 L，它的意思是指与它相关联的轨道角动量为 $L\hbar$。

作为20世纪20年代后期实验和理论研究相结合的成果，物理学家总结出如下结论：基本粒子除了具有轨道角动量，它本身也具有角动量或叫做**自旋**。[14]粒子的这种自旋可看成是粒子绕自身的内部转轴旋转，就像是行星绕自身转轴旋转一样。与轨道角动量一样，基本粒子的自旋也是量子化的——只是现在$\hbar$的倍数可以是整数也可以是半整数。每种粒子都有各自固定的自旋量子数，它不因任何物理过程而改变，因此自旋被确认为识别粒子种类的一个特征。在二战前，当时已知的粒子——电子、质子和中子——都为自旋1/2的粒子，而光子，作为电磁相互作用量子，被配以自旋1。随着战后高能物理研究发现了越来越多的粒子，这些粒子的自旋的确定就依据对它们的产生和衰变的实验测量为基础来进行。例如，德尔塔被确定为自旋为3/2；π 介子和K介子，自旋为0；ρ、ω 和 ϕ，自旋为1。与自旋概念一起出现的还有另一类术语。具有半整数自旋的粒子，如电子和质子，通常称为**费米子**；而自旋量子数为整数的粒子，如 π 介子和 ρ 介子，则称为**玻色子**。[15]所有已知的轻子均为费米子，但强子则既可以是费米子也可以是玻色子。强子费米子统称为**重子**，而强子玻色子则称为**介子**。

52

自旋还有一个微妙的地方值得讨论。角动量，不管是自旋角动量还是轨道角动量，是一种矢量：既有大小又有方向。例如，行星的自旋角动量的大小由它旋转的快慢决定，而角动量的方向则由行星自转轴的空间取向确定。在微观世界里，正如量子力学要求角动量的大小取值呈量子化一样，角动量的取向也要求是量子化的。更准确地说，它要求总角动量各分量相对于空间任意固定轴的取向呈离散分布。我们最好用一个具体的例子来解释。考虑一个自旋为2的粒子，假设我们要确定自旋以给定轴(传统上指3个正交轴)为

基准可以有多少种取向。很明显，答案必然介于2与-2之间：如果自旋方向平行于选定的轴，取2；如果自旋方向反平行于选定的轴，则取-2。在经典力学里，在这个范围内的任何取值都是可能的，但在量子力学里，可能的取值只能是相差一个整数：+2，+1，0，-1，-2。具体测量得到的可能是其中的一个值，例如+1，这表示粒子自旋的三分量为+1。类似地，自旋1/2粒子的自旋的三分量只能取+1/2或-1/2。自旋3/2粒子的自旋的三分量则为+3/2，+1/2，-1/2或-3/2，等等。这种考虑是基本粒子相互作用实验分析的中心内容，当我们讨论了“同位旋”概念后，会发现它们的特殊性变得很清楚。

在分析基本粒子的相互作用时，另有三个守恒律也具有类似的本性。它们是电荷守恒律、重子数守恒律和轻子数守恒律。这里的第一条守恒律说的是，在任何物理过程中，电荷既不能创生也不能被消灭。例如Δ^+(带电荷+1)，可以衰变为一个π^0(0)和一个质子(+1)，但不能衰变成一个π^+(+1)和一个质子(+1)。电荷守恒的基础是电动力学理论，而重子守恒和轻子数守恒则是对电荷概念直接推广，用来解释纯粹的经验性规律。所有的重子被赋以重子数1，所有的反重子赋以-1，所有其他非重子粒子的重子数为0。重子数是一种加性性质的数，与电荷的加性性质类似。因此，譬如说由5个质子构成的系统，其重子数为5，而且是绝对守恒的。实验上已经证实，反重子只能与重子一起产生(重子数的净变化为零)，而最轻的重子——质子——是绝对稳定的(因为可以衰变产生的所有较轻粒子不是介子就是轻子，它们的重子数均为零)。同样，观察表明，轻子的产生和衰变的规律是系统地赋予轻子一个加性的轻子数+1，赋予反轻子以轻子数-1，其他粒子的轻子数取0，反应前后总的轻子数是守恒的。(在70年代末，重子数和轻子数的守恒受到理论上的挑战，关于这一点我们将在第13章中讨论)。

53

受限的守恒律

到目前为止，我们讨论的都是二战前已建立起来的守恒律。在那时的粒子物理学家看来，这些守恒律具有无限广阔的普适性。现在我们来讨论第二类守恒律，它们中有些被认为仅适用于某些相互作用，对另一些相互作用则不适用。让我们从宇称守恒开始。宇称这一概念在经典理论中没有可对应的概念，它的意义只有在量子力学框架下才可以理解，这里我们最好将它设想成一种簿记。[16]宇称量子数只取两个值：1(正宇称)或-1(负宇称)，而且不论是单个粒子还是粒子组合，都可以有宇称。每一类型粒子都有其自身固有的宇称——所有π介子具有负宇称，所有质子具有正宇称等。宇称量子数具有乘积性而不是加和性，例如，两个稳态π介子构成的系统具有正宇称

$[(-1)\times(-1)=+1]$。在为多粒子状态分配宇称时，相对轨道角动量也很重要：每单位轨道角动量对总宇称的贡献相当于乘以一个(-1)因子。因此，具有单位轨道角动量的两个彼此互绕的 π 介子系统具有负宇称$[-1=(-1)\times(-1)\times(-1)]$。在宇称量子数和自旋量子数的基础上，我们可以引入更多的术语。具有自旋为0、正宇称(记为0^+)的物理量都是**标量**；具有0^-的量叫做**赝标量**；具有1^+的量叫**轴矢量**；具有1^-的量叫矢量。这些名称在许多情况下会用到：例如，将它用于粒子本身——π 介子和 K 介子都是赝标量介子；而ρ，ω，ϕ，和光子则是矢量粒子。这些概念也用于描述弱流(见下文第3节)。

多年来，人们曾一直认为宇称守恒是绝对的，因为它出自于对非常基本的关于物理过程的镜像对称性的考虑。因此在1956年，当人们发现，在某些过程中，宇称守恒是破缺的时候，高能物理世界为之一震。观察表明，如果在核跃迁和粒子衰变过程前后，产物子态的宇称不同于反应物母态的宇称，那么这些跃迁和衰变就一定与弱相互作用有关。这一判断成为高能物理传统智慧的一部分：虽然宇称在强相互作用和电磁相互作用中是守恒的，但在弱相互作用中并不守恒。因此，弱作用力区别于其他的力，不仅在于这种作用特别弱，而且在于它与迄今公认的守恒定律不协调。对于强相互作用过程和电磁相互作用过程，宇称是一个“好”的量子数，但对于弱相互作用过程，宇称概念失去意义。

类似的判断也适用于另外两个由高能物理理论家引入的量子数：**奇异数**和**同位旋**。20世纪50年代初，介子 K 和 Λ 被称为“奇异”粒子。它们之所以称奇是因为，虽然它们在粒子相互作用中是结伴产生的，具有典型的强相互作用的截面，但衰变却(相对)缓慢，具有典型的弱衰变过程寿命。1952年，美国理论家亚伯拉罕·派斯(Abraham Pais)提出“关联产生”假说。[17]根据这一假说，介子 K 和 Λ 在强相互作用中成对地产生，但二者的衰变则只能通过弱作用过程分别独立地进行。此后，美国理论物理学家默里·盖尔曼(Murray Gell-Mann)和日本理论物理学家西岛和彦(Kazuhiko Nishijima)分别独立地对这一思想作了进一步深化，他们提出，奇异粒子携带一种新的可加性量子数，称为奇异数。[18] K 介子的奇异数为$+1$，Λ 的奇异数为-1，其他粒子如 π 介子和质子的奇异数为0。奇异数仅对强相互作用是守恒的，因此例如每产生一个 Λ 粒子，必相伴产生一个 K 介子。与宇称一样，奇异数对弱相互作用不守恒，因此介子 K 和 Λ 可以在观察到的弱作用寿命时间内衰变成非奇异粒子。[19]随着粒子暴增现象的持续，人们发现许多强子都具有结伴产生的特点，它们都被赋予适当的奇异数：Σ 重子的奇异数为-1，Ξ 的为-2，等等。

奇异数可设想成一种保守的荷，如同电荷、重子数和轻子数那样。另一

方面，同位旋则是像自旋那样的矢量。同位旋的概念是二战前“核力电荷无关性”假说的扩张。[20]它是说，有相同质量、自旋、宇称和奇异数但不同电荷的强子，就强相互作用而言是相同的。因此，举例来说，中子与中子、质子与质子、中子与质子之间的强相互作用是不可分辨的，对于 π 介子的三种电荷态：π^+、π^0 和 π^-（上角标表示电荷）也是如此。人们将这样的在强相互作用下不可分辨的粒子分成组，对每个组的粒子指定一个同位旋量子数（I），这个量子数有点类似于通常的自旋量子数。这样，中子和质子现在统称为**核子**，它们被配以同位旋 1/2；π 介子的三种电荷态获得同位旋 1，等等。由于同位旋是矢量，它的三分量（I_3）也是量子化的，每个同位旋族或称**多重态**内的不同成员被赋以不同的 I_3 值。对于同位旋为 1/2 的核子，I_3 的值可以是 +1/2，对应于质子；也可以是 -1/2，对应于中子。同样，对于同位旋为 1 的 π 介子，I_3 的值：+1 对应于 π^+，0 对应于 π^0，-1 对应于 π^-。随着越来越多的粒子被发现，它们经常被分配到同位旋的多重态：（K^+，K^0），（$\bar{K}^0$，K^-），（Δ^{++}，Δ^+，Δ^0，Δ^-），（Σ^+，Σ^0，Σ^-）等。没有伙伴的粒子，如中性的 Λ，则单独成组或叫“单态”。

像宇称和奇异数一样，同位旋对于强相互作用是严格守恒的。但为了解释在同一同位旋多重态下不同粒子质量之间的微小差异（例如质子和中子之间质量相差约 1 MeV），人们一般认为，与宇称和奇异数不同，同位旋守恒在电磁相互作用和弱相互作用下是破缺的。同位旋守恒的这种小的破缺——多重态下成员间的质量差或**劈裂**——是由弱作用和电磁作用引起的。它们表示在强相互作用的主导下存在轻微扰动，尽管如此，同位旋守恒仍然是分析强相互作用过程的有力工具。 56

SU(3)：八正法

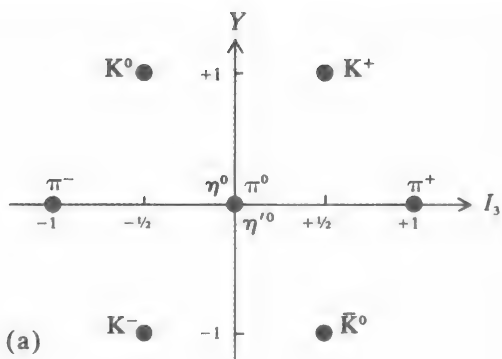
奇异数和同位旋构成新的和有用的经验分析工具。借助于这两种工具，50 年代发现的许多新粒子的性质得以理解。特别是同位旋，通过将不同粒子组成多重态从而使粒子分类变得经济而有序。就强相互作用来说，理论界需要有效处理的粒子较少，因为他们只需考虑多重态的总体性质而不必针对每个成员粒子。在 50 年代末，许多理论家企图利用这一成功来寻求更高层次的粒子群，以便实现更大的经济性。他们的努力终于在 1961 年取得了成效：得到了强子分类的“八正法”或称为 SU(3) 群。八正法的内容用夸克概念来解释也许是最容易的，但这势必要颠倒基本粒子研究发展的历史顺序。在这里，我先简单勾勒一下导致 SU(3) 建立的过程，进一步说明要等到第 4 章介绍了夸克本身之后才好展开。

为了解释八正法到底说的是什么，我们有必要先以较正式的术语来讨论

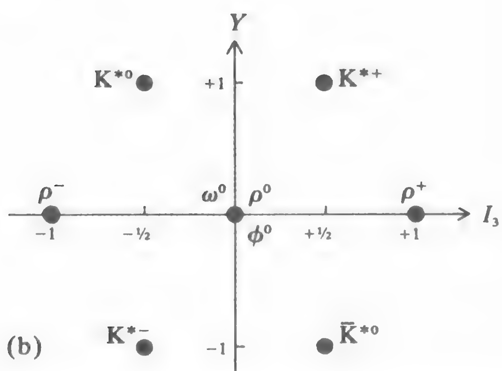
同位旋守恒。在理论物理学里，基本相互作用的守恒量与“对称性”之间有直接的联系。因此，满足同位旋守恒的强相互作用被认为具有同位旋对称性。这相当于承认这样一个事实：用以测量同位旋三分量的轴的选择是任意的。轴的改变会引起物理粒子有不同的定义——例如，如果三个正交轴的方向颠倒一下，那么 π^+ 的 $I_3=-1$ 而不是 $+1$——但是这对于强相互作用来说无关紧要：就是说，强相互作用在 I_3 变换下被认为是“不变的”。用数学语言来表述就是，轴的这种变化相当于“对称运算”，它是数学中一支称为“群论”的分支的基础。不同对称性对应于不同的对称群，与同位旋轴的取向任意性相伴的群通常记为“SU(2)”。[21]与每个数学群相伴的是一组“表示”，它描述这样的对象族：族内的各元素在有关的对称运算下彼此转换。SU(2)群的表示可运用于任何整数个对象，每个同位旋多重态可等价于群的一个适当表示。

通过运用群论概念，物理学家将寻求比同位旋更广泛的分类转化为寻求一种更复杂的群结构——强相互作用的一种更高的对称性，其表示可以将不同同位旋和奇异数的粒子包容进来。人们尝试了许多群表示以便找出所希望的群，这里我只讨论最终得到认可的那种。1961 年，默里·盖尔曼和以色列理论家尤瓦尔·尼曼(Yuval Ne'eman)首次提出了这种群，这就是数学家称为“SU(3)”的群表示，而盖尔曼则借鉴佛教哲学术语，将其命名为八正法。[22]有趣的是我们注意到，在他们的原始文献上，不论是盖尔曼还是尼曼都不是着眼于强子分类。两人的目的是试图建立一个具体的强相互作用量子场论。的确，正如我们将在第 6 章进一步讨论的那样，两人在规范理论的基础上将它们的建议系统化。这里说的规范理论是量子场论的特定变种，它注定将成为新物理学的概念框架。[23]然而在 60 年代初期，处理强相互作用物理的一种有别于场论的激进的替代方法正迅速发展(见下文第 4 节)，场论本身正迅速走向过时。[24]因此，SU(3)提出后不久即与其规范理论之根源相分离，变成一种自生自灭的分类系统。

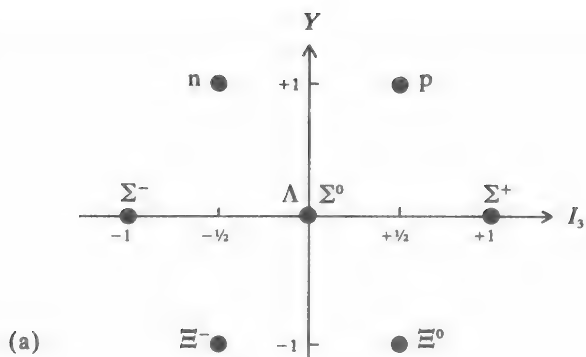
这一分类的优点可陈述如下。根据 SU(3)，具有相同自旋和宇称但同位旋和奇异数不同的粒子可分为若干个大家族或叫多重态。每个族包含固定数目的粒子：1，3，6，8，10，27，等等，数目大小取决于 SU(3)的表示结构。如果按奇异数和同位旋的第三分量为轴作图，便可看出它们的特征模式。图 3.2 显示的是低质量介子的 SU(3)多重态配置，图 3.3 显示的是低质量重子族。这里有一点可能容易使人糊涂。如图 3.3 所示，低质量重子可以被配置成 8 个和 10 个一族，即“八重态”和“十重态”，它们分别对应于 SU(3)的 8 个和 10 个组元的表示。但图 3.2 中的介子却显示为属于两个 9 组元的族——“九重态”，但从前面列出的 SU(3)的各种表示下的数目可见，显然不存在 9 个组元的表示。因此对介子存在九重态的解释必须求助于量子力学的

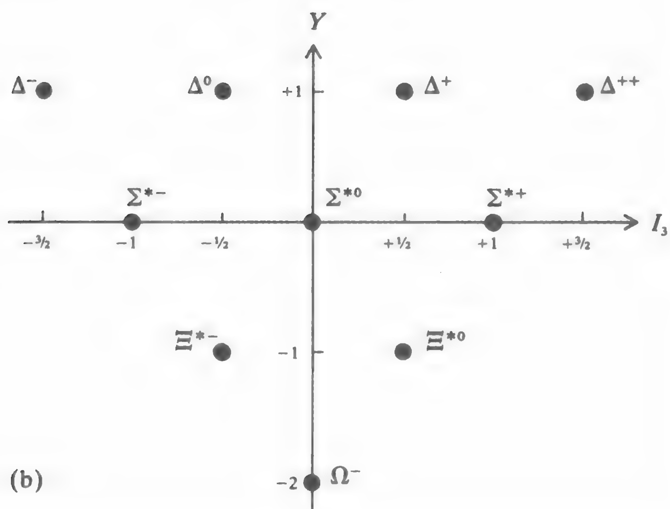


Y
K⁰
+1
K⁺
π⁻
η⁰
π⁰
π⁺
I₃
−1
−½
η′⁰
+½
+1
(a)
K⁻
−1
K̄⁰



Y
K*⁰
+1
K*⁺
ρ⁻
ω⁰
ρ⁰
ρ⁺
I₃
−1
−½
φ⁰
+½
+1
(b)
K*⁻
−1
K̄*⁰


Y
n
p
+1
Σ⁻
Λ
Σ⁰
Σ⁺
I₃
−1
−½
+½
+1
(a)
Ξ⁻
Ξ⁰
−1


Y
Δ⁻
Δ⁰
+1
Δ⁺
Δ⁺⁺
Σ*⁻
Σ*⁰
Σ*⁺
I₃
−3/2
−1
−½
+½
+1
+3/2
Ξ*⁻
−1
Ξ*⁰
(b)
−2
Ω⁻

察到的只有Δ。在1962年举行的欧洲核子研究中心国际会议上，报告了存在Σ^*与Ξ^*的第一个证据，同时确认，三者间的质量差确实满足等差法则。盖尔曼以此为契机，预言了存在尚未发现的Ω^-的质量和性质。[28]对于Ω^-，按等差法则给出的质量为1685 MeV，因此在SU(3)十重态下其配置的奇异数为3。这种组合意味着其衰变可能不是通过强相互作用来进行，而只能是弱衰变，因此有很长的寿命。这样一种大质量而长寿命的粒子为实验探索提供了非常独特的印记，因此对它的寻找实验很快就展开了。率先报告的是布鲁克海文交变梯度同步加速器(AGS)上的实验结果。1964年2月，AGS报告发现存在质量为1686±12 MeV的粒子，其衰变性质与对Ω^-预言的一致。[29]Ω^-的发现是对SU(3)方案的预言和解释能力最直接、最成功的说明。因此从1964年起，对于将SU(3)作为适当的强子分类系统这一结论在高能物理学界已无可置疑。1964年也是在夸克概念诞生的一年，但从眼下来看，接着谈论SU(3)方法的改进，并讨论其规范理论的渊源，只会带来更深的困惑。为此我们将这些线索放到第4章。下面先给出高能物理理论发展的背景是必要的。

3.3 量子场论

守恒律、对称性法则和群论的运用将粒子的多样性纳入某种秩序。例如，SU(3)不仅提供了强子的分类，还预言了不同的多重态粒子相互作用截面之间的关系。但这是一种宽泛的做法，没有给出相互作用截面的详细动力学线索。为了得到具体的动力学机制，高能物理理论家再次拾起战前前辈留传下来的一整套工具，试图将它们改造成适应当代的需要。

量子电动力学

61

理论高能物理继承了战前时代的量子场论。[30]量子场论一如其名，是经典场论的量子力学版本。当20世纪20年代量子力学工具已具有可行的形式时，其第一项应用就是由麦克斯韦发展的电磁理论，即场论。描述带电粒子相互作用的量子化理论——量子电动力学——成功解释了原子物理学里广泛的问题，这一成功也促进了量子力学本身的普遍接受。但即便如此，在战前量子电动力学在理论上是不健全的，只是到了40年代后期这种不健全才消除。此后量子电动力学发展成迄今最强大、最精确的动力学理论，并对战后高能物理的形成产生了无与伦比的影响。理论上的这种不完善及其消除手段为其后其他理论的发展和检视提供了可遵循的途径。我们先来讨论量子电动力学计算程序的大纲，这将为讨论量子电动力学的不完善性提供一个必要的背景，同时也可以使我们熟悉如何采用传统方法来构建描述弱作用和强作用的场论。这么做的道理很快就会清楚，这种传统方法通常称为“微扰”方法或“拉格

朗日”场论。

建立量子场论的标准方式是先构造一个称为拉格朗日函数的数学变量。量子电动力学的拉格朗日函数可以写为：[31]

$$\mathscr{L}(x) = \bar{\psi}(x)\mathrm{D}\psi(x) + m\,\bar{\psi}(x)\psi(x) + [\mathrm{D}A(x)]^2 + eA(x)\bar{\psi}(x)\psi(x).$$

这里 $\mathscr{L}(x)$ 是时空点 x 的所谓拉格朗日密度函数，$\psi(x)$ 和 $\bar{\psi}(x)$ 表示时空点 x 处的电子和正电子场，$A(x)$ 是电磁场。D 是微分算子，因此 $\mathrm{D}\psi$ 和 $\mathrm{D}A$ 分别表示时空场的梯度。e 和 m 分别表示电子的电荷和质量。正如经典电动力学那样，带电粒子系统的所有性质应该都能够从量子电动力学的拉格朗日函数推导出来。但在这里我不打算做这样的数学推导，而是尝试着扼要地介绍一些要点。这么做的最简单方式是图解。量子电动力学的拉格朗日函数中的每一项都可以用图来表示，通常是用一种速记符号来表示明确的数学表达式。第一项 $\bar{\psi}\mathrm{D}\psi$ 的图见图 3.4(a)，这是所谓的电子“传播子”，表示电子(或正电子)在如箭头所示空间方向上的自由传播。如果拉格朗日函数只有第一项，那么与图 3.4(a) 关联的数学表达式表示的是零质量电子。如果拉格朗日函数还包括第二项 $m\bar{\psi}\psi$，这时图不变，但相关的表达式变成具有适当质量 m 的电子。如同第一项一样，第三项$(\mathrm{D}A)^2$ 生成的图对应于一个自由穿行于空间的粒子。在这种情况下，这个粒子是**光子**，即电磁场的量子，如图 3.4(b)所示。请注意，拉格朗日函数中不存在类似于电子的 $m\bar{\psi}\psi$ 这样的项 mA^2。这就说明，光子是一个零质量粒子。光子不具有质量项带来如下事实，即电磁作用是一种具有宏观距离行为的长程力。根据测不准原理，粒子的力程与粒子的质量有关，只有零质量粒子的力程可以达到宏观距离。[32]

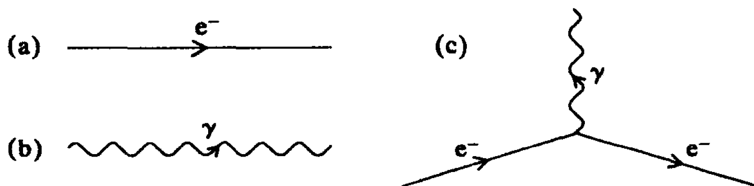


图 3.4　量子电动力学基本图：(a)电子在空间的传播；(b)光子在空间的传播；(c)电子-光子顶角

如果上述拉格朗日函数只有前三项，那么量子电动力学就是一个严格可求解的理论。由电子、正电子和光子构成的任何集团的动力学都可以得到精确描述——只要给定的粒子是在空间自由传播。不过，这个“自由场”解只是一种平凡解，而高能物理理论家寻求分析的粒子相互作用并非由量子电动力学拉格朗日函数的前三项来描述，因此我们需要有第四项 $eA\bar{\psi}\psi$。前三项属于“双线性”性质，只包含两个场，与此不同，第四项是“三重线性”的：

包含两个电子场和一个光子场。它表示电子和光子之间的基本**相互作用**或**耦合**，如图 3.4(c)所示。图 3.4(c)表示的是电子–光子**顶点**(vertex)，它主要与由电子电荷 e 的大小所给出的数学表达式有关。

如果我们考虑的图是图 3.4(c)所示的类型，那么这时的量子电动力学体系就成为一种物理上能够描述粒子相互作用的有趣理论。例如，如果采用完整的拉格朗日函数，则电子–电子散射可由图3.5(a)来表示。这里，从左边入射的两个电子(e^-)如箭头所示，它们相互作用，彼此散射，同时在二者间传递一个携带能量和动量的光子(γ)，然后在右侧离去。图 3.5(a)可用一个明确定义的数学表达式来表示，而且发现它可以很好地再现测得的电子–电子散射截面。但是量子电动力学并不能说明为什么图 3.5(a)会带来对带电粒子相互作用的精确预测。原则上，更复杂的过程可能会对散射过程产生干扰。例如，交换的光子就有可能转换成正负电子对，随后再重组[如图 3.5(b)所示]；或入射电子先辐射出一个光子，随后再重新吸收它[如图 3.5(c)所示]。而且一般来说，任意多光子、电子和正电子之间的交换可能都对电磁相互作用有贡献。 63

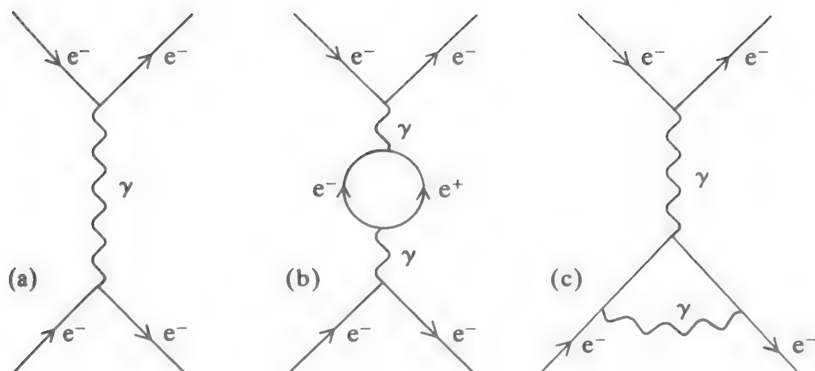


图 3.5 量子电动力学的电子–电子散射：(a)单光子交换情形；(b)和(c)更复杂的交换情形

将相互作用项列入量子电动力学的拉格朗日函数使得这一理论在物理上变得十分有趣，但同时也使得这一理论在数学上变得非常复杂。因为这样一来，在物理系统的分析上就不得不考虑非常复杂的多粒子交换效应。事实上，我们既不知道量子电动力学方程的精确解，也无法证明这种精确解是否存在。但令量子电动力学理论家感到安慰的一点是存在如下规律。我在上文指出过，与图 3.4(c)所示的电子–光子顶点对应的表达式的总的大小可由电子电荷 e 给出。因此，图 3.5(a)的总的大小可由 e^2 给出，因为这里有两个电子–光子顶点，一个表示光子发射，另一个表示光子的吸收。而图 3.5(b)和(c)的总的 64

大小可由 e^4 给出，因为这里有两个光子和四个顶点。类似地，无论何时，只要有三光子出现，相应表达式的大小就是 e^6。一般情况下，如果存在 n 个光子，则幅度为 e^{2n}。在图上每添加一条光子线，相应表达式的幅度就要乘上一个 e^2 因子。这一点对于实际计算来说是非常重要的，e^2 是一个很小的数(大约 1/137)，这意味着量子电动力学的图可以按大小递减来顺序，即所谓“微扰展开”，这使得量子电动力学可以将待求量的计算精确到合理的水平。在量子电动力学中，对电子-电子散射起主要作用的贡献项——“一阶”近似项——由单光子交换图给出[图 3.5(a)]。理论家可以对此进行计算，并自信地认为，包括更多光子的图其贡献将至少要小 137 倍，因此不是很重要。多光子图对应于对一阶项的小修正或“微扰”。要得到更精确的结果，理论家可以计算到二阶近似项，它对应于两个光子的图，如图 3.5(b)和(c)。他仍可以放心地断言，其后省略掉的至少要比二阶项小 137 倍。理论家甚至还可以计算到三阶近似，为此只要将三光子图包含进来即可。由此推而广之，通过计算微扰展开的连续项，我们就可以逐步逼近量子电动力学未知的预测值。

关于量子电动力学的微扰方法，有一个问题还有待讨论，即前述理论上的不完善。但在进行这一讨论之前，我们不妨先来讨论量子场论方法的一些基本特征。总的特点是这种图解分析是隐含的。但需要明确说明的是，在量子场论中，**所有力的作用都是通过粒子交换来实现的**：量子场论里不存在超距作用。在量子电动力学里，传递力的粒子是光子，传递弱作用的和传递强作用的粒子后面再介绍。同样需要强调的重要一点是，图里被交换的粒子实65际上是**不可观察**的。因此千万不要将图 3.5 看成是类似于(譬如)泡室的图像。在气泡室情形下，我们能够拍摄到入射和出射电子的轨迹，但交换粒子——光子和正负电子对——则不会被记录下来。为了解释为什么会是这样，我们有必要对“真实”粒子和“虚拟”粒子进行区别。根据狭义相对论，一个粒子的能量(E)、动量(p)和质量(m)三者之间有固定关系：$E^2=p^2+m^2$。[33] 所有可观测的粒子，像图 3.5 中的入射和出射电子，都服从这种关系，因此被称为是“真实的”粒子。但如果我们将能量-动量守恒律运用于图3.5(a)，就会发现其中的光子不是真实粒子，因为这个光子的 E^2-p^2 不等于零，而真实的光子应该是一个零质量粒子。对图 3.5(b)中间的电子和正电子做类似的计算会发现，它们也不是真实的粒子：二者的能量和动量不满足 $E^2-p^2=m^2$ 的关系。这种不具有实际能量和动量值的粒子称为“虚”粒子或“离质壳”粒子。在经典物理学里，它们根本就不可能存在——虚粒子概念在经典力学里是没有意义的。但在量子物理学里，作为测不准原理的结果，虚粒子可以存在，但只是在实验检测不到的无穷小时间尺度上存在。事实上，虚粒子的寿命反比于其质量与其物理值的偏离程度。只有当一个粒子的能量和动量的

关系符合 $E^2-p^2=m^2$ 关系时，这个粒子才可能在时间上长久地存在下去，即像真实粒子表现的那样。

重整化

现在我们来讨论量子电动力学不完善的地方，并看看它是怎么被修正的。从计算的角度来看，图 3.5 的(b)、(c)与(a)之间有两个重大的不同。一方面，图(b)和(c)含两个光子，因而要比图(a)小 137 倍(出于简单计，从现在开始我们认为图就等价于其相应的数学表达式)；另一方面，图(b)和(c)含有粒子的“闭环”——对图(b)是 e^+e^- 闭环，对图(c)是 $e^-e^-\gamma$ 闭环——这会造成巨大的计算上的困难。这是因为尽管通过环的总的能量-动量流由能量动量守恒定律给出，但环粒子之间共享这些能量动量的方法并不确定。例如，无论图(b)中虚光子携带的能量动量是多大，它们在组成闭环的虚电子和正电子之间的分配方法都有无限多种。图(b)的计算需要将这些因素全都考虑进来，即需要对(譬如说)正电子无限范围上的动量求和。从数学上说，环动量的这种无限大范围的积分原则上没有问题。但这个积分是“发散的”，即积分的结果是无穷大。所有带闭环的图——图 3.5(b)和(c)，以及在量子电动力学高阶近似下出现的更复杂的图——都是积分发散的。[34]但假定这些图对应于实验上可测量的量，就像电子-电子散射截面那样，那么它们显然不是无穷大，而是有限的量。战前的理论物理学家正是将这一点看成是量子电动力学潜在的不完善的地方。无穷大不会造成很大的实际问题——对于大多数应用来说，物理学家往往只需要量子电动力学的一阶近似(即图 3.5(a)，它不包含闭合环)而不在意其他高阶近似带来的问题——但即使如此，大多数物理学家还是认为这些无穷大是概念结构上的一个缺陷。[35]高能物理理论家史蒂芬·温伯格曾写道：“在整个 30 年代，学界的共识是，量子场论其实并不看好，它可能有用，但只是权宜之计，需要添加全新的东西才会使它说得通。”[36]可能的改造办法包括考虑时空的精细结构或干脆放弃场论，但所有这些要到 40 年代中后期才会成为关注的焦点。

66

1947 年 6 月，在纽约的谢尔特岛上召开了为期 4 天的关于量子力学基础的会议。人们关注的中心议题是威利斯·兰姆(Willis Lamb)和雷瑟夫(R. C. Retherford)所做的氢原子光谱测量的精度问题。事情是这样的：按量子电动力学一阶近似计算的结果，氢的前两个激发态能量是相等的，但兰姆和雷瑟夫利用战争期间开发的微波技术进行的实验测量却发现，实测值与理论值之间大约相差百万分之 0.4。如果量子电动力学是对的，那么实测的“兰姆位移”无疑是二阶效应。事情发展到白热化程度，最终的结果是“重整化”方案取得了胜利。这个方案得到如下结论：如果计算电磁过程——如图 3.5

电子和正电子动力学的理解。然而不久，这种信心就再一次变得崩溃——量子场论的股票在物理学股市上大跌，并由此进入第二轮熊市，这一过就是近 20 年。 68

大萧条一直持续到1971年，这一年里人们的兴趣突然集中到一类特殊的量子场论上，这就是规范理论。我们打算到第6章再回到这个故事上。眼下的问题是，为什么会出现大萧条？量子场论方法用于处理弱作用和强作用之所以不成功，有几个原因，让我们一一道来。

弱相互作用

β 衰变，即不稳定原子核的电子和正电子发射，是20世纪最初几十年里放射性研究的一个重要主题。电子在很宽的能量范围内发生出射，而且其能谱是连续谱而不是如人们对量子化系统发生跃迁时所预计的那样是离散谱，这是一个令人费解的现象。[41] 量子力学的开创者们，玻尔、海森伯和泡利等，都对此提出过猜测性的激进解释。玻尔认为，这是能量不严格守恒的表现，海森伯则认为这是时空不连续的反映，但只有泡利的建议赢得了胜利。1930年，泡利建议，在 β-衰变过程中，是两个粒子而不是一个粒子被辐射出来：即辐射出的电子伴有一个电中性的无质量轻子，只是后者带走的能量未被探测到。因为后者，即**中微子**，是看不见的，因此真实的量子化的总能谱在实验上显示为电子能量连续谱。1934年，恩里科·费米通过构造针对 β-衰变即弱作用力的量子场论将泡利的建议系统化。[42] 费米尽可能在现有的量子电动力学基础上来建构他的理论。图3.6有助于解释他是怎么做的。

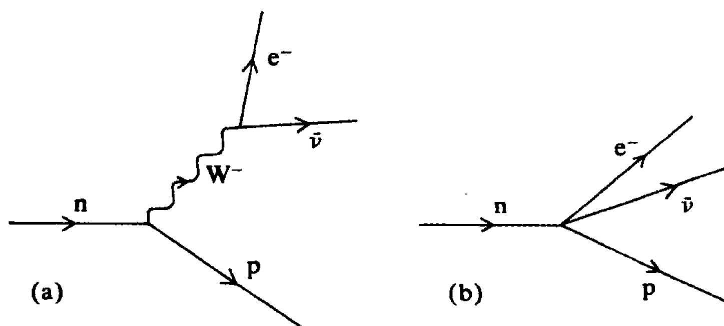


图3.6　中子 β-衰变

图3.6(a)显示的是直接由量子电动力学模型给出的中子弱衰变的可能机制。中子通过辐射一个粒子(称为W子)转换成一个质子，这一弱作用过程是对辐射光子的电磁作用的类比。W子是一种典型的中间矢量玻色子，这种粒

子我们已经在第2章2.3节介绍弱相互作用时提到过(这里回顾一下：那些自旋为1的粒子，如光子和带猜测成分的W子，通常称为矢量粒子)。由于中子与质子相差一个单位电荷，因此W子本身必定是带电的(不像光子是电中性的)。辐射出的W子随后分解成电子-反中微子对(e-$\bar{\nu}$)，就像光子可以转换为电子-正电子对一样。然而，图3.6(a)与费米阐述的弱作用理论给出的结果不完全一致。光子具有零质量，因此根据测不准原理，其力程相当于无限长(必然表现为宏观电磁效应)。而弱力则是众所周知的短程力，其典型的力程为核物理程长(10^{-13}cm)。根据测不准原理，短程力对应于大质量粒子的交换，因此费米为W子分配了无限大的质量，同时将其弱作用范围压缩为空间的一个点，如图3.6(b)所示。这里展示的相互作用被称为电流-电流相互作用，因为它类似于两个电流(即n-p和e-$\bar{\nu}$)不通过交换光子的直接相互作用。在随后几年里，支持费米理论的大量证据涌现出来，但仍缺少关键性证据——中微子本身的存在性证据。[43]而这个证据要到1953年才由美国实验物理学家莱因斯(F. Reines)和科万(C. L. Cowan)从核反应堆的中微子通量诱导的事例中给出。[44]

1956年，高能物理理论家李政道和杨振宁针对K介子弱衰变引起的所谓“τ-θ”问题提出，宇称守恒在弱相互作用过程中可以不守恒。这一建议很快在几个核物理与高能物理实验中被证实，为此李政道和杨振宁共同荣获了1957年度诺贝尔物理学奖。[45]宇称不守恒的发现要求修改对弱作用理论的细节进行修正，但费米的电流-电流相互作用的一般形式毫发未损地出现在关于弱作用的“V减去A”(V-A)的理论里。这一理论是费恩曼和盖尔曼于1958年发表的。同年里，两位美国理论物理学家马尔沙克(R. Marshak)和苏达山(E-. Sudarshan)也独立提出了这种理论。[46]继宇称不守恒发现之后，争论的焦点转向弱相互作用是否遵从限制较少的所谓CP不变性的守恒定律。虽然对于弱相互作用宇称不再是一个好的量子数，但电荷共轭(C：指用反粒子取代粒子的操作)与空间反演(P：指空间坐标反向操作)的联合操作应该仍然产生一个好的量子数CP。然而，1964年关于K介子衰变的进一步实验表明，CP在弱相互作用下也不守恒。[47]正如不得不承认宇称破缺那样，理论家们接受了这一观察事实。而弱相互作用的电流-电流作用图像再一次做到了毫发未损。[48]

通观整个50年代和60年代，电流-电流量子场论在各种外表下成功地解读了范围广泛的弱相互作用实验数据。不过，它也存在着两大理论缺陷。这第一是它不是可重整化的。正如量子电动力学的情形，图3.6(b)表示的不是费米理论的全部内容，而只是其第一个近似的解。高阶近似则对应于更复杂的图，其中闭环和无穷大积分将再次出现。当理论家们进行这些高阶图的计算时，他们发现，电流-电流理论在作微扰展开时涉及更多类型的无穷大，而

且这种无穷大无法通过重新定义一些参数(像在量子电动力学中进行的那样)来去除，因此进行高阶计算似乎无意义。在这方面，电流-电流弱作用理论要比量子电动力学更不完善。这是企图按电磁理论套路来建立弱作用模型所遇到的第一个障碍。

在遇到费米理论的这类问题时，大多数理论家的解决思路与战前解决量子电动力学问题时的思路是一样的：用明确的一阶图来计算弱相互作用过程，并忽视高阶修正。但在这里，头上依然笼罩着乌云。按照费米法则，对于空间一点的两个电流之间的相互作用，其弱作用截面大小直接与束能量成正比。这对实验者来说是好事，因为它表明用高能束更容易探测弱作用过程。但另一方面，很明显，在足够高的能量下，弱作用截面必定违反“幺正极限”。所谓幺正性是指高能物理里对概率守恒的一种表述。因此，很多人坚定地认为，即使在未来的大机器上能够得到更高的能量，但幺正性的破坏无疑是一阶图的失败。 71

一种可以避免，或至少可以推迟“幺正性灾难”的方法是采用类似于图3.6(a)所示的理论。在这类理论里，弱作用是由带电的、有限质量的W子这样的中间矢量玻色子传递的。从结果看，理论预言的高能下的截面行为表现较好。从理论上说，这种思路与最终导致第6章将要讨论的电弱统一规范理论的思路是一脉相承的。从实验上看，W子理论激发了弱相互作用物理的重新定向。在20世纪40年代和50年代，实验调查的重点是弱衰变过程，主要是对π介子、K介子、Λ子和Σ子等介子衰变过程展开系统研究。到了60年代，实验开始转向采用中微子或强子束通过高能粒子散射实验来产生W子。但这些实验(也许直到1983年)均没有得到所预期的W子。但是，正如在后面章节里指出的，这些在质子同步加速器进行的实验意外地为新物理学奠定了实验基础。

强相互作用

描述弱作用的量子场论，尽管存在明显的理论缺陷，提出了高能物理前几十年里弱相互作用研究中的一个连贯的组织原则。但在强相互作用的场论尝试中则不是这样。尽管费米理论的失败有原理上的问题，但这些失败在强作用场论中则显得更为直接和逼人。

典型的强相互作用量子场论是1935年由汤川秀树提出的。[49]像费米的弱作用理论一样，汤川的理论也是明显仿效量子电动力学建立起来的。汤川的推理与前面讨论思路一样，认为由于强相互作用是一种短程力，因此它必须由非零质量的粒子来传递。核力的典型尺度为10^{-13} cm量级，故汤川认为这相当于存在一种质量约100 MeV的粒子。具有这种性质的粒子在40年代后期已在宇宙射线和加速器实验中找到，这就是140 MeV的π介子。因此一段时间

如何来处理这种令人窘迫的局面的。

3.4 S 矩阵

强相互作用场论的核心问题在于强子过程能否用微扰展开级数的费恩曼图来描述。理论家们不知道如何对这个级数求和。不过他们推断，这个级数的个别项不具有重要的物理意义：譬如说，在高能物理核子散射实验中，不可能直接观察到核子交换 π 介子的过程。我们在实验中能观察到的只是由具有特定量子数和动量的粒子初始集合转变成的不同的末态。因此，我们能够知道的只是粒子从给定初态转变到给定末态的一组跃迁概率。可见，在 50 年代，人们对强相互作用场论失败做出的反应是放弃棘手的费恩曼图，转而研究跃迁概率本身—— 也许在这个分析水平上，强相互作用能够得到理解。

由于历史原因，包括所有可以想象的初态到末态的转换概率的整个阵列称为散射矩阵或叫 S 矩阵。[52]高能物理的 S 矩阵方法的基本框架在战后不久就奠定了，当时主要是为了解决困扰量子电动力学的无穷大的问题。随着重整化方法的出现，人们对 S 矩阵方法基本上不再给予进一步关注。直到强相互作用理论中的问题开始变得严重，这种状况才得到转变。从 50 年代中期开始，越来越多的理论家将注意力转向 S 矩阵。由于当时他们没有其他理论工具可供选择，因此不得不采用量子场论方法和图解方法来探索 S 矩阵的一般性质(从后来的发展来看，这一点颇具讽刺意味)。正如美国高能物理理论家杰弗里・丘(Geoffrey Chew)在 1966 年所写的那样："这个阶段(1958 年)的所有结果……不论动机还是推导，都是出自场论的考虑。"[53]在 1956 ~ 1959 年期间，丘、盖尔曼等人的工作得到了具有原创意义的理论结果：S 矩阵可视为有关变量的"解析"函数。[54]解析函数的概念在"复"变函数这一数学分支里已经发展得非常成熟。[55]因此这一数学分支为理论物理学家们提供了按自己所需的解析函数来精心打造 S 矩阵的一整套概念。由此，将 S 矩阵作为一种起源上独立于量子场论的自主研究项目来研究有了可能。在 60 年代初，许多高能物理理论家借此机会放弃了传统的场论方法。有些过去坚持用图解的、微扰场论方法的理论家现在只是用它们作为分析 S 矩阵解析性质的一种启发性工具。[56]另一些人则更加激进，甚至冒险地宣称场论——至少在处理强相互作用方面——已经死亡。这个群体的领袖人物和发言人就是丘。在他供职的加州大学伯克利分校，丘明确阐述了反场论的"靴袢"理论。[57]

靴袢理论的核心是这样的。从 S 矩阵的解析结构可导出一组由无限多个耦合的非线性微分方程构成的方程组，但没人知道如何得到这组方程的严格解，虽然它或许是强相互作用的物理解。但丘提出，它确实有解，而且这个解还是唯一的；并认为，通过自洽性要求，这个解决定了所有强子的属性。

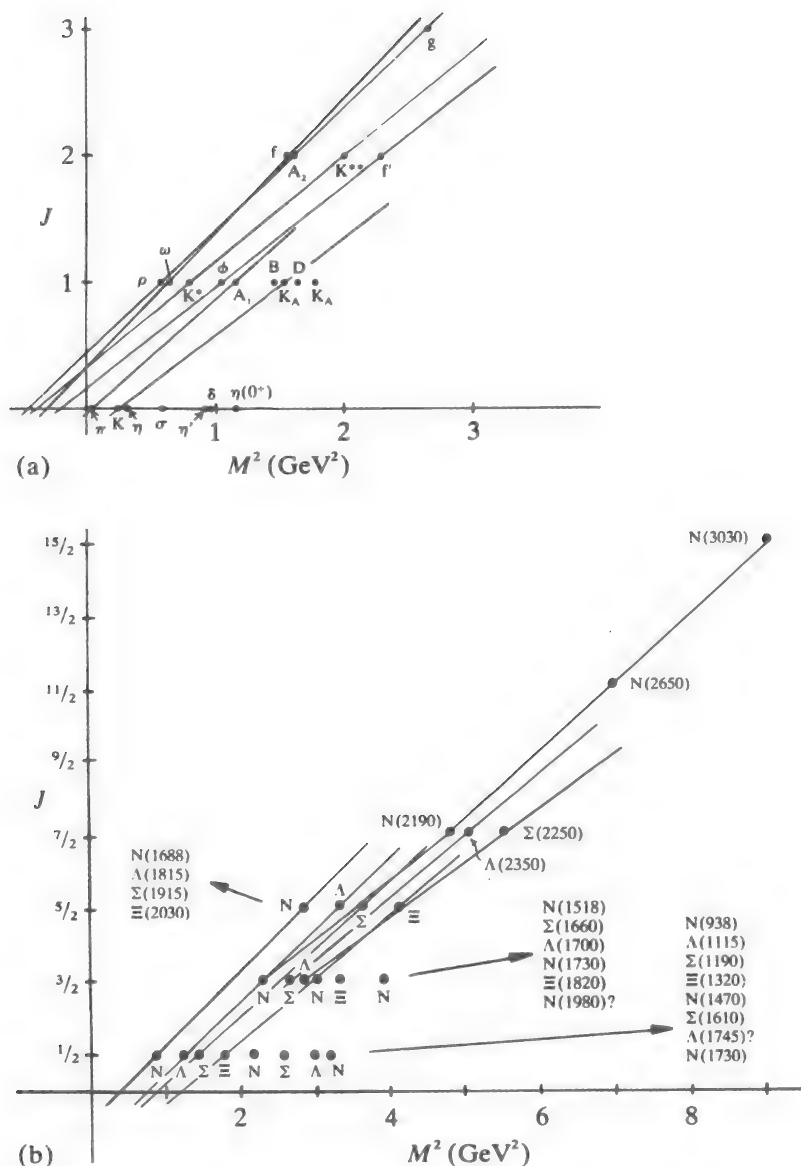


图 3.8 不同强子的雷吉轨迹：(a) 介子，(b) 重子

注意自旋(J)与质量平方(M^2)之间的线性关系

如果事实是这样的话，那么 S 矩阵一般性质便决定了强子的一切，再考虑场论方法无异于浪费时间。丘形容他的做法是一种“民主”的做法，因为所有的强子——稳定的和不稳定的——都通过靴袢使自己成为 S 矩阵方程自洽解

的一部分。相比之下，量子场论的方法则带有“贵族”气息，其中每个粒子都有自己的量子场。靴袢理论是丘基于信仰的一种表述。由于无限大方程组无法解，因此我们很难评价他的说法。但不管怎么说，人们找到了几种实施近似靴袢方案的方法。例如，通过对无限多个方程实施截断，仅用 π 介子的性质作为输入就可以自洽地计算出 ρ 介子的属性；[58]仅用同位旋作为输入，就可以导出 SU(3)强子的对称性。[59]靴袢理论的这种近似处理使它成为 60 年代初（直到详细的夸克模型分析出现之前）研究共振物理学的对称群方法之外的一种可行的方法。

75

有待讨论的用 S 矩阵或靴袢理论来处理强相互作用的最后一个方面是雷吉理论。这一理论是基于 50 年代后期意大利理论物理学家图里奥·雷吉（Tullio Regge）的工作。雷吉在从事关于非相对论势散射等问题时指出，可采用复数形式的能量和角动量变量，而不是用能量和动量转移，来分析解析结构。[60]丘及其同事吸收了雷吉工作的这一特点，将它变成了适用于高能物理课题的相对论性 S 矩阵方法。[61]他们认为，在高能量和小动量转移条件下，S 矩阵的行为可按少量的“雷吉极点”（一种其自旋依赖于其能量的准粒子）的性质来理解。一旦雷吉极点的能量达到使其自旋取某个物理（整数或半整数）值的状态，那么我们就认定这个雷吉极点是一个可观察的强子。而且实验上也确实发现，介子和重子似乎处于与质量的平方和自旋呈线性关系的“雷吉轨迹”上，如图 3.8 所示。[62]

因此，雷吉图像带来了新颖的强子分类，即根据它们处于雷吉轨迹上的位置来进行分类。更重要的是，尽管雷吉理论家认为，他们的分析仅适用于高于共振区的高能软散射情形，但在量子力学看来，散射截面基本上可用已知散射振幅（A）的平方来表示。在雷吉图像下，高能振幅有如下形式：

$$A(s,t) \sim \Gamma(s/s_0)^{\alpha(t)}$$

其中 s 是质心能量的平方，t 是动量转移的平方，$\alpha(t)$ 是适当雷吉轨迹的自旋，Γ 和 s_0 分别是比例因子。由这种形式的振幅立即可得到两个关键的预言。首先，高能截面应平缓地依赖于 s［例如，在零动量转移情形下，$A(s) \sim s^{\alpha(t)}$］；其次，截面应缓慢地随 t 呈指数下降，即 $A(t) \sim e^{\alpha' t \ln(s/s_0)}$，其中线性形式 $\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t$ 已假设与观察到的线性雷吉轨迹相匹配。人们发现这两个特征正是高能强子散射的特征。前述的图 3.1 显示了介子–质子散射情形下总散射截面和弹性散射截面对束动量的依赖关系。峰谷起伏的共振区域延伸到束动量约 2 GeV 的地方。在这之外，截面显示出如雷吉理论预言的平稳变化。图 3.9 显示了高能介子–质子弹性碰撞截面对动量转移的函数关系。[63]在对数坐标下，这些函数关系表现为随 t 线性衰减，这与雷吉理论预期的指数衰减是相符的。

76

77

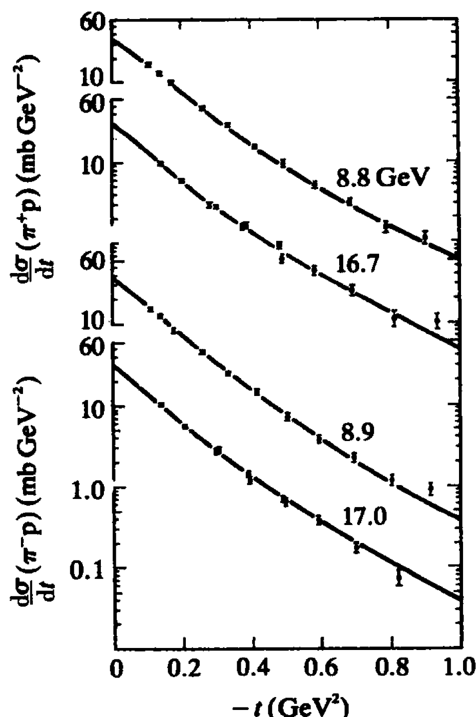


图3.9 π^+p 和 π^-p 散射的高能弹性散射截面($d\sigma/dt$)关于动量转移(t)的平方的函数。各曲线上标的数字是测得的 π 束的动量

在60年代，主要加速器实验室的实验产生了大量高能软散射数据。雷吉理论为此提供了一套正好适合的分析资源。总之，软散射实验和雷吉理论构成了旧物理学的两翼。[64]在60年代末，从雷吉理论产生出“对偶性”猜想和强子的“韦内齐亚诺”模型或称为“二重性共振模型”。[65]但是这些发展与新物理学的发展相比都是次要的。探索这些细节将使我们偏离主题太远。相反，我们必须回到旧物理学的低能分支上来，我们将从这里来探讨夸克概念的起源。

78

注释和参考文献

1. 关于战前基本粒子物理学作为核物理、宇宙线物理和量子场论相互作用而形成的基本状况，见 Brown and Hoddeson(1982，1983)，Cassidy(1981)和 Steuwer(1979)。
2. S. 瓦格纳博士对1947～1974年间发表的高能物理文献的标题和摘要做了关键词分析。他发现，在60年代后半期，关于雷吉理论的论文要远远多于关于夸克和八正法的论文。关于雷吉理论的文章在1970年达到高峰，每年有700多篇。而这一时期关于夸克和八

正法的文章仅为每年600篇左右。我非常感谢瓦格纳博士允许我引用他未发表的数据。

3. Marshak(1952, 23)。
4. 对于粒子种类爆炸式增长的最初几年情形的通俗描述，见 Gell-Mann and Rosenbaum (1957)和 Chew, Gell-Mann and Rosenfeld(1964)。专业性讨论及其参考文献，见Alvarez (1970)和 Rosenfeld(1975)。
5. 用希腊字母和拉丁字母来命名粒子只是因为传统习惯。
6. 这一结论从轨迹长度和高能物理实验中粒子的速度接近光速(3×10^{10} cm/s)这两点立即可得到。
7. Particle Data Group(1982, 48)。
8. 例如，核共振被看成受激核子的高能激发态，而不是他们认为的新的核成分。按常规思路计算出的德尔塔的寿命在核物理学里已有记载：根据量子力学的测不准原理，共振态寿命被认为反比于共振峰的宽度。德尔塔的峰宽约为100 MeV左右，因此其寿命估计为10^{-23}秒。准稳态粒子的类似峰宽窄到难以测量。
9. Chew, Gell-Mann and Rosenfeld(1964, 74)。
10. 阿尔瓦雷斯(Alvarez 1970, 3)回顾道，继高能质子同步稳相加速器 Bevatron 上的发现之后，“我认识的最杰出的高能物理学家竟不相信可以产生反质子，为此他与同事打了个500美元的赌，后者持有如今普遍接受的信念，即所有粒子均存在反粒子态。”
11. 关于本节综述的主题的通俗描述，见 Chew, Gell-Mann and Rosenfeld(1964)。
12. 回想一下，根据相对论原理，质量和能量是可以相互转换的。如果衰变产物的质量总和小于反应物的质量总和，则反应物超出的那部分质能即为产物的动能。
13. $\hbar = h/2\pi$，其中 h 是普朗克常数。
14. 见 Goudsmit(1976)和 Uhlenbeck(1976)。
15. 费米子和玻色子之间的一般区别的意义在于在各自所遵从的不同的“统计”规律。这一点将在第7.2节作进一步讨论。
16. 在量子力学里，物理系统通常被描述成所谓“波函数”的数学结构。人们可以设计一个“宇称算符”，它将系统内所有粒子的坐标变换为其镜像坐标。如果在这种算符的作用下波函数仍保持不变，则该系统被认为是正宇称态。如果波函数反号，则称系统为负宇称态。
17. Pais(1952)。
18. Gell-Mann(1953, 1956), Nakano and Nishijima(1953), Nishijima(1954)。
19. 回头来看，奇异数的引入似乎并不重要。但当时的情况非常复杂，相伴产物问题的解决要求为K介子和兰布达(Λ)同时调整同位旋(见下文)的值，见 Gell-Mann and Rosenbaum(1957)。
20. 关于同位旋概念的历史发展，见 Mukherji(1974)和 Kemmer(1982)。
21. SU(2)表示特定的二维酉群。
22. Gell-Mann(1961), Ne'eman(1961)。关于SU(3)的这些以及其他一些论文，重印于 Gell-Mann and Ne'eman(1964)。关于SU(3)的早期历史及其迷人的自传性素描，见 Ne'eman(1983)。盖尔曼曾提到，八正法来自这样一个事实：群论项SU(3)有8个“生

79

成元”。

23. 尼曼论文的题目是：“从规范不变性推导强相互作用”（Ne’eman 1961）。盖尔曼评述道：“这个计划最吸引人的地方是它允许采用杨-米尔斯型［规范理论］统一理论来对八个矢量介子进行描述。”（Gell-Mann 1961，1）。
24. 尼曼回忆道(Ne’eman 1983，15)：“一年不到(1961 年，场论)便已经过时了。随着反场论思潮的推动……人们不得不对(场论的)拉格朗日量说声抱歉了。尽管事实上规范理论的预言仍有效……但那也没有用。有人甚至不得不为此找个借口……到 1963 年底，我也不再用拉氏量了。”
25. Nambu and Sakurai(1961)。
26. Courant et al.(1963)。
27. Gell-Mann(1961)，Okubo(1962)。
28. Gell-Mann(1962a)。尼曼(Ne’eman 1983，19)回忆道，他正出席同一个会议，并打算宣布同样的结果。但盖尔曼获得了率先发言的机会，并利用这一机会给出了 Ω^- 的目前公认的名称。
29. Barnes et al.(1964)。对于是谁发现 Ω^- 的通俗解释，见 Fowler and Samios(1964)。这一发现是布鲁克海文国家实验室与欧洲核子研究中心实验室之间竞赛的高潮，见 Gaston(1973，83－88)。有趣的是，在加斯顿的采访中，布鲁克海文国家实验室的物理学家们强调了对他们的发现给予好的舆论宣传的重要性，这有助于加强对未来实验经费所提的要求。

80

30. 关于量子场论的历史概况，见 Weinberg(1977a)，Redhead(1980)和 Gushing(1982)。通俗描述，见 Weisskopf(1981)。
31. 从其他方面说，我省去了这个方程的时空指数和矩阵结构，我对相因子和微分算子也不太关心。这些简化无关后面的讨论。
32. 测不准原理是量子力学的一个基本结果。其最初形式是沃纳·海森伯于 1927 年给出的，它说的是，如果你想较精确地测量一个粒子的位置，那么其动量的测量值就不可能很精确，反之亦然。用数学的语言来表述就是，$\Delta p\Delta x \geqslant 1$，其中 Δp 是这个粒子动量的不确定性，Δx 是其位置的不确定性(这里我已将普朗克常数设为 1)。粒子质量与力程之间的关系说明如下。零质量粒子(如光子)的产生只需要极少量的能量和动量。因此，粒子的 Δp 可以非常小，而 Δx 非常大，即对应于长程力，力按平方反比律($1/x^2$)衰减。有限质量粒子的产生则需要一定量的能量和动量(Δp)，而这意味着有限的 Δx。这相当于短程力，即力随距离以指数形式(如 e^{-mx})快速衰减。测不准原理也可以按能量(E)和时间(t)重新表述为 $\Delta E\Delta t \geqslant 1$。由此给出上面注释 8 提到的共振态寿命与共振峰宽度之间的关系。
33. 如果粒子具有零动量，那么这个公式简化为能量和质量。这个方程的更常见的形式是 $E^2 = m^2c^4$ 或 $E = mc^2$，其中 c 是光速，但是在高能物理里习惯采用 $c = 1$ 的单位。
34. 出现的积分形式是 $\int_{-\Lambda}^{+\Lambda} d^4p/p^2$ 和 $\int_{-\Lambda}^{+\Lambda} d^4p/p^4$，这里的 p^2 是沿环线积分的动量的平方，积分是对动量的 4 个独立分量进行的。这些积分是发散的，也就是说，它们分别有值 Λ^2 和

$\log\Lambda$，二者在 Λ 为无穷大时趋于无穷大。[这里应该指出的是，在相对论性计算中，能量(E)和线性动量的三个分量(p_x，p_y，p_z)组成一个四分量矢量(E，p_x，p_y，p_z)。该矢量的平方，记为 p^2，给出 $E^2-(p_x{}^2+p_y{}^2+p_z{}^2)$。]

35. 关于无穷大问题的详细讨论以及相关的参考文献，见 Weinberg(1977a)。对于 30 年代量子电动力学问题带来的影响，以及随之而来的经常是很极端的结论的说明，见 Cassidy(1981)。
36. Weinberg(1977a，25)。
37. Weinberg(1977a，29)。
38. 关于量子电动力学重整化的费恩曼路径的说明，见费恩曼本人的诺贝尔获奖演说：Feynman(1966)。几篇重整化量子电动力学的开创性论文收集在施温格的文章里：Schwinger(1958)。关于量子电动力学重整化的发展历程，见戴森(Dyson 1979)第 5 章至第 7 章。 81
39. 见 1980 年 5 月在费米实验室召开的“粒子物理学史国际研讨会”上的评述。
40. Weinberg(1977a，30)。
41. 关于放射性研究的早期历史，见 Trenn(1977)。
42. 关于弱相互作用理论的早期发展，见 Brown(1978)。
43. 关于截至 1940 年有关中微子概念的发展，见 Morton(1982)。
44. Reines and Cowan(1953，1956)。
45. 关于宇称不守恒发现的历史，见 Franklin(1979)。关于奇异粒子物理学发展的历史以及 $\tau-\theta$ 问题，见 Adair and Fowler(1963，1－15)。
46. Feynman and Gell-Mann(1958)，Sudarshan and Marshak(1958)。费米原有理论中假定，弱相互作用具有矢量(V)特性，这是直接类比于电磁相互作用(光子是自旋为 1，负宇称，矢量粒子)的结果。为了解释宇称破缺，理论家们要求电流-电流相互作用为矢量和轴矢量(A，自旋为 1，正宇称)的混合，因此用符号记为“V-A”。关于 V-A 理论建立的历史，见 Hafner and Presswood(1965)。
47. CP 破缺是在布鲁克海文国家实验室的 AGS 上首次观察到的。这个实验由美国物理学家菲奇(Val Fitch)和詹姆斯·克罗宁(James Cronin)领导，为此他们共同荣获了 1980 年诺贝尔物理学奖(Christenson et al. 1964)。关于这一事情的进一步讨论，见 Fitch(1981)，Cronin(1981)，Kabir(1979)和 Franklin(1983)。
48. 关于 60 年代初 V-A 理论的表观的实验证伪，宇称不守恒的发现，以及 CP 不守恒等问题的定量的社会学数据以及有关历史的简要描述，见 White，Sullivan and Barboni(1979)，White and Sullivan(1979)和 Sullivan，Barboni and White(1981)。这些引文和合作引用率研究清楚地表明，虽然弱相互作用的电流-电流图像在所有这些事例中幸存了下来，但每一个事例都成为高能物理实验和理论实践的焦点。
49. 汤川原本打算将他的理论同时应用于强相互作用和弱相互作用。为简明计，我忽略了后者。欲了解更多详情，请参阅 Brown(1981)和 Mukherji(1974)。
50. 关于强相互作用量子理论普遍意识到的失败，见 Bethe and de Hoffmann(1956，20－29)。

51. Weinberg(1977a, 31)。

52. 有关S矩阵计划的历史脉络，见 Redhead(1980)和 Gushing(1982)。通俗的说明，见 Chew, Gell-Mann and Rosenfeld(1964)。

53. Chew(1964a, 4)。

54. 丘的文章中(Chew 1964a, 4)引用了 Chew, Gell-Mann, M. L. Goldberger, L. Landau, F. E. Low, S. Mandelstam 和 I. Ya. Pomeranchuk 等人关于S矩阵方案的原创性工作。有关这些作者的贡献，见 Chew(1964a), Redhead(1980)和 Gushing(1982)。

82

55. 复变量可表示为 $x+iy$，其中 x 和 y 是实数，i 是虚数 $\sqrt{-1}$。

56. 例如，剑桥大学高能物理组就是采用这种方法，见 Eden, Landshoff, Olive and Polkinghorne(1966)。

57. 例如，见 Chew and Frautschi(1961a)。靴袢理论的通行说明，见 Chew(1964b, 1968, 1970)和 Capra(1979)。我很感谢丘教授为此进行的约见和提供的传记材料。

58. Zacharaisen and Zemach(1962)。

59. Abers, Zacharaisen and Zemach(1963)。

60. Regge(1959)。

61. Chew and Frautschi(1961 b), Chew, Frautschi and Mandelstam(1962)。

62. Collins(1971, 127, Fig. 5; 130, Fig. 8)。

63. Collins and Squires(1968, 224, Fig. 8. 13a)。

64. 关于雷吉理论和软散射数据的雷吉分析的评论，见 Collins and Squires(1968)和 Collins (1971)。这里应提及雷吉方案的一个主要变化。在整个60年代，高能物理实验主要集中于对软散射截面的**遍举**(exclusive)测量上。这些实验关注的是那些仅产生少量粒子的弹性散射及其过程。在60年代末和70年代初，实验开始将焦点转向产生众多粒子的高度非弹性散射过程。这时遍举测量已不切实际，比如说，每个相互作用会同时产生10个粒子。于是实验者只能满足于软散射过程的**单举**(inclusive)测量，譬如对 $\pi p \to \pi X$ 过程。由此产生了大量数据，这些数据培育了雷吉分析的新传统。瓦格纳通过关键词分析(见上述注释2)发现，在70年代初，单举测量过程主宰着高能物理研究(1974年的每年论文数超过500篇)。具有讽刺意味的是，引发这种单举测量兴趣的正是理查德·费恩曼的“部分子”分析，这一分析技术本身就构成了新物理学的支柱(见第5章注释24 和 25)。关于软多粒子产生的技术性综述，见 Van Hove(1971), Horn (1972), Slansky(1974), Aurenche and Paton(1976), Abarbanel(1976)和 Ganguli and Roy(1980)。

65. 双共振模型的基础是韦内齐亚诺打下的(Veneziano 1968)。关于其后发展的专业性综述，见 Schwarz(1973), Frampton(1974), Jacob(ed.)(1974)和 Veneziano(1974)。通行的解释见 Schwarz(1975)。至于双共振模型在70年代初演变成强子“弦模型”的讨论，见第九章，注释22。通行的解释见 Nambu(1976)。

4 夸克模型

在20世纪60年代，旧物理学分裂为两个分支。高能分支集中于软散射，采用雷吉模型进行分析；而低能分支，则主要是共振物理学。在60年代初，群论为共振分析提供了最流行的框架。但到了60年代中期，夸克模型取代了群论成为新的框架。这里我们来探讨夸克模型是如何取代以及这种取代为什么会发生的原委。 85

4.1 夸克成因

1964年年初，加州理工学院的理论物理学家默里·盖尔曼发表了一篇题为“重子和介子的图示模型”。[1]在其中，他开篇即评述道，“如果我们假设不完备的‘八正法’对重子和介子的强相互作用的描述是正确的话，那么我们就有必要为此寻找某种基本的解释”。接着他便提出了应视强子为复合粒子的建议，认为这些粒子是由更基本的实体构成的，而后者本身则表现出SU(3)对称性。他表示，这些粒子有两种可能的选择。第一种是强子由四种基本实体构成，每种实体携带的电荷为0或1(以电子为单位)。通过这些基本实体的适当组合，我们便可复制出观察到的SU(3)多重强子结构。不过在这种实体选择下，对称性显得很别扭——一个粒子扮演着“基本重子”的角色，因而与其他三个分开。为此盖尔曼提议到：“如果允许电荷以非整数形式存在，那么我们就可以得到一种更简单、更优美的结构”。[2]这种更简单、更优美的结构便是夸克模型——几乎是同时，毕业于加州理工学院，在欧洲核子研究中心做博士后的乔治·茨威格也独立提出了这一模型。[3][盖尔曼是从詹姆斯·乔伊斯的长诗《芬尼根的彻夜祭》中的一句话中抽取出“夸克”这一名字的①；而茨威格则将这种成分称为“艾斯(aces)”②。一如以往，盖尔曼赢了。]

在下面两段里我们会看到，盖尔曼和茨威格是以完全不同的方式来构建夸克概念的，它们每一个后来都成为指导实验的一种独特传统。在阐述二者之间的差异之前，我们先来综述一下它们的共同特征，并将这些特征与其产生的共同背景联系起来，这无疑是有益的。盖尔曼和茨威格都认为，强子不 86

① 这句话是：“向麦克老大三呼夸克”。本句译文引用了赵凯华、罗蔚茵《新概念物理教程-量子物理》一书，见该书370页。夸克(quark)是海鸟的叫声，它的另一种意思是德国软奶酪。——译注

② 茨威格还用到杜斯(deuce)来称呼这种成分。Ace是一点的纸牌，deuce是二点的纸牌。——译注

只是由不同成分构成，而且其性质也取决于这些成分的基本属性。夸克被认为具有自旋 1/2 和重子数 1/3。就自旋和奇异数来说，夸克可以分为三个不同的种类："上"（u）夸克和"下"（d）夸克组成同位旋为 1/2、奇异数为 0 的一对，"奇异"（s）夸克则是同位旋为 0、奇异数为 -1 的单支。除了重子数是 1/3 这样的非整数，夸克最奇妙的是它们的电荷数也是非整数：对 u 夸克是 2/3，对 d 夸克和 s 夸克，则是 -1/3。介子可由夸克-反夸克对（$q\bar{q}$）组成，重子则由三个夸克（qqq）组成。因此，例如 $u\bar{d}$ 的结合将得到电荷数为 +1，奇异数为 0 和重子数为 0 的粒子，可以确认这个粒子就是自旋为 0 的 π^+（如果夸克的自旋是反平行的话）或自旋为 1 的 ρ^+（如果夸克的自旋是平行的话）。同样，一个自旋为 1/2 的 uud 组合具有电荷数 +1，奇异数 0 和重子数 1，可以确定它就是质子；而 udd 组合是中子，uds 构成 Λ，等等。

正如人们从对他们的建议的历史背景考察中看出的那样，盖尔曼和茨威格都认为强子是由相同的基本实体组成的，这一点并非巧合。通过将某些粒子看成是复合粒子从而减少基本粒子的数量，这一思想绝非新鲜。早在 1949 年，杨振宁和恩里科·费米就写了题为"介子是基本粒子吗？"的文章。他们猜想，π 介子是由核子-反核子组成的。[4]随着奇异粒子开始被发现，其他研究者对费米-杨模型予以适当拓展，这其中尤以 1956 年日本物理学家坂田昌一（S. Sakata，1911～1970 年）的坂田模型最为有名。[5] 坂田模型的基本实体是质子、中子（这与费米-杨模型相同）和 Λ 子，后者是出于提供额外的奇异数的需要而引入的。在 50 年代末，坂田在名古屋大学的同事用群论概念对他的这一模型进行了系统化。[6]正如尤瓦尔·尼曼（Yuval Ne'eman，1925～2006 年）后来回忆的那样，"从 1961 年到 1964 年，坂田模型……确实是对我们的模型最具挑战性的模型。"[7]这种竞争终于在 1964 年因八正法而发现（Ω^- 而告结束：根据盖尔曼-尼曼模型，Ω^- 正是一直没找到的重子十重态下自旋 3/2 的粒子；而根据坂田模型，它至少应包含 3 个 Λ 子——一种令人难以置信的假设。

87

有了夸克之后，理论物理学家对强子复合系统的概念已非常熟悉。此外，对强子对称性的群论处理也非常欢迎这种观点。正如我们在前面所指出的，根据 SU(3)，强子应可以归置为含有 1、3、6、8、10、27 等组元数目的多重态，它们分别是 SU(3) 表示的各特征态。在这些表示下，三重态（含 3 个组元）被称为 SU(3) 的"基本表示"（图 4.1），因为所有其他表示都可以通过适当的数学操作从它派生出来。因此，即使是纯粹的 SU(3) 传统下的工作，理论物理学家也几乎无一例外地发现自己是在群的基本表示下进行数学运算。从那里到认同 SU(3) 的基本三重态表示（即基本实体为夸克的三重态）只需跨过一小步。

这两个特点——对复合模型的可能性的认识和基本表示的运算——在盖

夸克有一种重要属性：分数电荷。从罗伯特·密立根时代传下的信念是，所有物质的电荷都是电子电荷的整数倍。现在这一信念受到了挑战，实验者更是不敢怠慢。根据不同的专长，实验者大致可以分为三拨。一拨遵循盖尔曼的提议：通过加速器实验来寻找粒子的分数电荷。在这些实验中，所有探测器都被用来探测带电粒子的反应，似乎夸克如果存在，它们就一定会被直接探测到。第二拨实验者按照宇宙射线物理学家的部署，采用类似的技术来寻找宇宙射线中的夸克。第三拨人则采用最新版的“油滴”实验仪器来寻找地球环境下的分数电荷——半个世纪前，密立根就是利用“油滴”实验确立了电子电荷的最初实验值。每一拨实验者都在 1964 年开始了各自的实验检测。如果他们中有一拨取得了成功，那么夸克的故事都将简单得多。可是，一轮实验下来，没有任何存在夸克的证据报道。事实上，尽管寻找夸克的实验从

89 60 年代延续到 70 年代再到 80 年代，可从来没有一个公认的夸克被发现。[11]

存在夸克的直接证据的缺乏使得早年里人们对夸克模型的有效性产生了怀疑。要消除这种质疑，就必须在建立用于解释广泛的强子现象的各类修正模型方面取得越来越大的成功。模型的主要变种有两种，它们可分别追溯到盖尔曼和茨威格。正如茨威格当时所说的那样，盖尔曼引进夸克的“最初动机”“在很多方面与我们的不同”。[12]作为奇异数概念的提出者和八正法的创立者，盖尔曼在这期间的许多发展方面可谓举足轻重，故先考察他的工作特点似乎合情合理。但另一方面，茨威格的方法，我们不妨称它为组分夸克模型（CQM），则提出了一种更容易理解的图像，因此我们不妨从茨威格模型开始。

4.2 组分夸克模型

乔治·茨威格 1937 年出生于莫斯科，但在美国完成的高等教育。[13]1959 年，他在密歇根大学数学系取得了理学学士学位，随后去了加州理工学院读研究生。在那里，他在伯克利的 Bevatron 加速器上做了三年没结果的高能物理实验。1962 年底，他决定在理查德·费恩曼的指导下写一篇理论方面的论文。茨威格从观察介子衰变的分类开始他的理论研究。通过对坂田模型的曲折路线（以前他已有过研究）和关于 SU(3) 对称性的综述文章的研究，茨威格取得了前述的认识：如果所有强子都是由两个或三个携带适当量子数的夸克复合而成的，那么观察到的强子的多重态结构就可以恢复。为此茨威格以一种简单、直接的方式对强子多重态进行了重构。如所预料，作为理论物理学研究的新手，他将夸克作为强子的物理组元，并由此得出了 SU(3) 的所有预言的结果而且更多。[14] 1963 年，他获得奖学金去欧洲核子研究中心进行为期一年的研究，并在那里写下了他的这一研究结果，其中有这么一句：“从我们处理这个问题的极其粗略的观点看，我们所得到的结果似乎有点不可思议。”[15]高

能物理学界的前辈们显然同意茨威格的这一说法，认为他的处理方法显得粗糙，结果的性质不可思议。他后来回忆道：

> **理论物理学界对艾斯(ace)的反映普遍不是十分看好。要想让欧洲核子研究中心的报告以我想要的形式出版真是太困难了，最终我放弃了这一尝试。当时一所顶级大学的物理系正在考虑要不要给我职位，他们的一位资深理论物理学家，也是当时理论物理学界的最受尊敬的代言人之一，在讨论进人的教授会议上以非常感情用事的方式驳回了我的申请，他指责说艾斯(ace)模型是“骗子”的工作。**[16]

90

回想起来，如果认为茨威格的工作是一种误导，那么消解这种对立其实很容易。但如果你想了解组分夸克模型的后续发展，那么不这么做就很重要了。在前一章里我们看到，在60年代初，关于强相互作用的理论解释有两个主要框架：量子场论和S矩阵理论。但对这二者来说，组分夸克模型都是难以接受的。我们先来看看量子场论的理由。为了解释为什么自由夸克在实验上没有观察到，一种明显的策略是认为它们的质量都非常大(因此当时的加速器没有足够的能量来产生它们)。在60年代中期，这意味着夸克的质量至少有几个GeV。然而在相互结合之后，夸克变成了轻得多的强子，140 MeV的π介子可看成是极端的例子。理论家们并不认为轻粒子有较重的组元这一点是什么不可想象的事情。束缚态的质量应小于组元成分的总质量这一概念在核物理学里广为人知：这个质量差就是所谓的原子核的“结合能”。不幸的是，强子中夸克的结合能的大小必须与夸克本身的质量处于同一量级，而相比之下，核物理里的结合能只占核质量的很小一部分。这意味着夸克之间的结合力非常强。面对这种强大的结合力，就像面对强耦合情形一样，场论物理学家并不知道如何去计算。场论发展起来的技术是针对像原子这样的弱约束系统的，这时我们可以用微扰方法来处理。但正如在上一章里指出的，这种方法不能用来处理强耦合，因此，组分夸克模型在传统的场论物理学家那里受到冷遇。当然，传统的场论研究在60年代中期已走下坡路，受青睐的是S矩阵方法，但在这里反对夸克的声音更是斩钉截铁。S矩阵方法的核心，尤其是靴袢理论，是根本不相信有什么基本的实体。在它们看来，所有强子都是由三个夸克构成的这种建议简直是无稽之谈。正如茨威格后来评论的那样，“认为强子——这些核民主下的公民——是由具有分数量子数的基本粒子组成的这种想法确实有点荒唐。”[17]

组分夸克模型在所有方面都显得步履维艰：在实验上，没检测到自由夸克的任何迹象；在理论上，模型极不受重视。对这些问题以及夸克建模者的

91

介子的单态和八重态(二者可以组合为九重态)，以及重子的单态、八重态和十重态。[20]因此，某些可能的重子多重态的明显缺失可由夸克的属性来解释：它们只能结合成 $q\bar{q}$ 和 qqq 的形式。虽然这种解释并不构成对多重态缺失问题的完整答案，但它确实将问题变成为一种物理学家可以处理的形式，我们在第 7 章讨论夸克的“色”时将会看清这一点。

作为将群论事实转译成夸克的物质属性的第二个例子，我们来考虑在 SU(3)下的质谱分裂问题。在 3.2 节我们曾注意到，盖尔曼和大久保是根据强相互作用的 SU(3)破缺部分来解释质谱分裂的。茨威格通过设立 s 夸克要比 u 夸克和 d 夸克重的假设恢复了盖尔曼-大久保质量公式，使得对 SU(3)质谱分裂的计算变得易于操作。由此，这一假设成为这之后组分夸克模型发展的标准假设。

这里要讨论的第三个例子是关于茨威格对强子耦合和衰变率的分析。对这一分析的最好说明是后来被称为“茨威格法则”的提出。1963 年，布鲁克海文实验室报告说，ϕ 介子衰变的主要途径是 K 介子和反 K 介子对($K\bar{K}$)，而不是像人们按通常强子衰变分类所预期的那样衰变成 ρ 介子加 π 子。[21]大久保按抽象的群论概念对此予以了解释，但他承认，他的做法相当勉强：“很不幸”，他说，“现在人们无法在更令人满意的数学基础上来证明这一‘拟设’。”[22]相反，茨威格用图 4.2 形象地诠释了 ϕ 衰变。ϕ 介子被认为是非奇异粒子，但茨威格认为它有“隐藏的奇异性”：ϕ 介子是由一个 s 夸克和一个反 s 夸克($s\bar{s}$对)组成的，它们的净奇异性抵消了。他进一步争辩道，这些组分夸克在整个衰变过程中始终存在，这一衰变还需要有 $u\bar{u}$ 或 $d\bar{d}$ 二者之一参与，由此产生的介子自然包含着奇异夸克——这种介子只能是 K 介子而不是非奇异的 ρ 介子和 π 介子。[23]在 70 年代中期，这种论证在关于隐奇异性粒子的衰变分类讨论中曾反复出现。在第 9 章我们还将看到，它对于解释隐粲数粒子也非常有效。

93

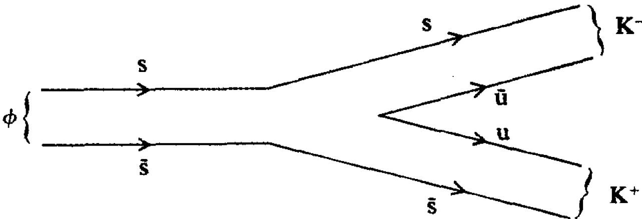


图 4.2　茨威格对 $\phi \to K^+K^-$ 衰变的解释

SU(6)

随着理论物理学家们开始赋予夸克以额外的物理性质，依据夸克来重新归纳强子的群论性质的好处逐步显现出来。盖尔曼和茨威格赋予夸克的性质之一是自旋。夸克被配以自旋1/2，这样（此刻让我们忘掉轨道角动量）$q\bar{q}$ 复合粒子有总自旋0或1，qqq复合粒子的总自旋为1/2或3/2。这些结果服从量子力学的角动量相加法则，并再生了观测到的低质量介子和重子的自旋（列于表3.2和表3.3）。在1964年8月的一次演讲中，茨威格对这一推理作了进一步延伸。他建议说，夸克自旋在强子内的相对取向与它们的约束性基本无关：就是说，对于介子，所有夸克的自旋加起来是0还是1相对来说并不重要，这对重子也同样。[24]这相当于对强子自旋的近似对称性质附加了一个判断，将这种新对称性与老的SU(3)组合起来即得到SU(6)。[25]

从SU(6)的近似对称性的断言可以得到两个重要结果。首先，SU(6)的表示结构提供了一种更高的强子分类体系。例如，SU(6)的qqq表示是含有20、56和70个粒子的多重态，尤其是56，其大小刚好囊括了低位的强子八重态和十重态。[26]其次，正如下述，SU(6)框架下关于夸克的电磁相互作用和强相互作用的简单假设所给出的强子性质的预言与实验结果具有合理的一致性。这些结果都明显超越了单纯由八正法得到的结果。例如，对于为什么低位重子都具有类似的质量且自旋是1/2或3/2，八正法无法解释。但有必要指出，在这个阶段，组分夸克模型没有完全超越抽象的群论。绕开夸克到达SU(6)还有第二条独立的道路，它的提出甚至先于夸克模型一两个星期。开辟这条道路的先锋有土耳其理论物理学家居尔塞伊（F. Gürsey）、意大利理论物理学家拉迪卡蒂（L. Radicati）、美国理论物理学家派斯（A. Pais）以及所有在布鲁克海文国家实验室工作的理论小组成员。[27]这三位理论物理学家具有共同的群论研究背景，他们通过采用核物理中群论方法的类比扩张而不是取道夸克得到了SU(6)。魏格纳（Eugene Wigner）在1936年曾提出，原子核表现出近似的SU(4)对称性，这相当于核力的同位旋独立性与核内部核子自旋的相对取向的类似的独立性的组合。[28]居尔塞伊、拉迪卡蒂和派斯则提出，强子应表现出平行对称性，除非它是SU(6)而非SU(4)，这样才能容纳强相互作用的近似的SU(3)独立性。由此，他们通过抽象的论证而不是明确借助于夸克得到了SU(6)。

94

在1964年，对于理论物理学家来说，由单纯的群论方法得到SU(6)要比组分夸克模型途径更具吸引力，后者很容易受到如上所述的所有理论上的反对。然而，纯理论的研究者直觉上就反对由SU(6)给出的强子的形式对称性：它与狭义相对论不协调，用专业术语来说就是不具有“洛仑兹不变性”。本质

上说，这是因为现有的 SU(6) 方案对自旋角动量和轨道角动量作了明确区分，这种区分只有在非相对论情形下才是合法的。为此，理论物理学家们着手修补这一缺陷。正如意大利夸克理论物理学家(也是夸克寻找者)贾科莫·莫尔普戈(Giacomo Morpurgo)后来指出的那样："从 1964 年年底到 1965 年冬季的整个时期，很多人都试图建构一种同时具有 SU(6)下和洛仑兹群下不变性的理论，但最后他们意识到，这是不可能的。"[29]这种认识来自三个方面。首先，理论家们提出了一类能够在相对论性不变量形式下将 SU(6)包容进来的更大的对称群，但由此导出的预言与实验数据不一致；其次，这些具有较高对称性的表示在数学上存在不一致性；第三，已通过数学上严格的一般性"不存在性"证明，洛伦兹群与八正法型的内部对称性之间不存在有物理意义的联系。[30]

95

寻找 SU(6)的相对论性扩展的失败标志着组分夸克模型的理论上的对手的消亡。从 1965 年年初起，组分夸克模型仅守住了共振唯象研究领域的阵地。莫尔普戈曾对这一阶段的发展有过如下简洁的总结：

> **(寻找 SU(6)的相对论版本的)这些努力并不是完全无用。的确，作为一种反应，这些努力将人们引向去考虑强子内部动力学的非相对论性描述的可能性。其推理的基本思路是：即使不可能存在一种同时具有 SU(6)和洛仑兹不变性的理论，这也未必就令人沮丧。事实上，我们从一开始就知道，SU(6)不具有严格的对称性。因此，需要的充其量只是 SU(6)具有这样一种近似对称性，其中与自旋有关的力相对于自旋无关力为小量。这一点在非相对论动力学下很容易实现，这方面不会出现任何问题。因此，我们为什么不去探索这样一种可能性呢——夸克很重(如果它们存在的话，它们应当很重，否则无法解释为什么它们还没有被看到)，受到很强的束缚(这种约束抵消了其绝大部分静质量)，并且在受到约束时具有非相对论性的相对运动?[31]**

莫尔普戈自己认为，对于约束在深而平底的势阱中的重夸克来说，非相对论性运动是完全可以想象的。[32]在 60 年代后半期，有越来越多的高能物理领域的理论研究者表示愿意与他一道从唯象的角度来探索这种模型的可行性。受过核物理和原子物理训练的物理学家们对这种组合系统的类似图像已经非常熟悉，就等着莫尔普戈发布命令了："就像你在核物理里做的那样去做吧。"[33]不同的理论家以不同的方式执行着这一建议。下面我们来讨论两条主要的发展路径——强子谱和强子耦合。[34]

强子谱

光谱学是物理学的一个古老的分支，是关于复合系统的能量水平的研究。它起源于原子物理学，后来又成为核物理研究的重要手段。在基本粒子物理学里，组分夸克模型的一个直接的猜想是，强子本身构成了复合夸克系统的能级频谱。认真持有这种观点的第一人也是最有影响力的理论家是理查德·达利茨(Richard Dalitz)。达利茨于 1925 年出生于澳大利亚，但在英国接受的教育。他于 1950 年取得剑桥大学物理学博士学位。在 1963 年成为牛津大学英国皇家学会研究教授之前，他从事过各种研究工作。达利茨的博士论文工作是在核物理领域，但在 50 年代末和 60 年代初，他转向了高能物理，主要是进行奇异强子共振和“超核”的分析。所谓超核是指核中的一个普通核子被置换成一个奇异粒子所形成的核。由此他成为共振物理学和复合系统分析两方面的专家，并于 1965 年着手精心打造组分夸克模型。[35]

96

达利茨的策略(后又经许多作者精心修订)是直线式的，即直接借鉴于核物理。其大略陈述如下。第一个问题是用夸克动力学来说明现有的 SU(6) 方案的成功。这很简单。达利茨假设，将夸克结合在一起的主要的力既独立于自旋也与强子束缚态的 SU(3) 量子数无关。这样，他就可以像核物理学家解释核态的总体 SU(4) 对称性那样来解释强子的总体 SU(6) 对称性。随后达利茨必须面对这样一种观察事实：SU(6) 是一种不完整的而非严格的强子对称性——分配到相同的 SU(6) 多重态的不同的强子具有不同的质量，而不是像严格对称性下所预期的那样具有相同的质量。在这里，达利茨再次遵循核物理的传统路线。他假定，虽然将夸克结合在一起的主要的力是 SU(6) 不变量，但存在一层次系列的较小的扰动力，这种力作用在夸克上打破了 SU(6) 对称性，并产生所观察到的 SU(6) 多重态内的质量分裂谱。他通过这种方式将与强子的 SU(3) 量子数有关的力、夸克对之间的“自旋-自旋”作用力和“自旋-轨道”作用力都包括了进来。这些力在核物理中就已经熟知。例如，自旋-自旋力用于产生由自旋平行夸克和自旋反平行夸克构成的强子之间的质量差。

上述假设用于解释 SU(6) 多重态内的质量分裂谱。接着达利茨考虑了 SU(6) 多重态之间的总分裂谱。要生成这些谱，还需要做进一步的假设。这里核物理再次提供了一个线索。原子核的总自旋是由所有核子的自旋与其轨道角动量联合构成的。对于质量最低的核态，通常其轨道角动量为零；较高的能态对应于成分核子的轨道(和振动)激发。达利茨认为，强子也同样如此。最低质量的 SU(6) 多重态对应于轨道角动量为零的夸克体系，较高质量的多重态对应于轨道角动量取 1，2，3 等单位的体系。这与下述观察结果是一致的：介子和重子的最低质量 SU(6) 多重态的自旋只与各夸克的自旋的合成一

97

致；而较高质量共振通常有较大的自旋，这种自旋只能由夸克的自旋与一个或多个单位的轨道角动量合成来解释。因此，达利茨认为，应该存在一系列质量递增的SU(6)强子多重态，与之相伴的是组分夸克的轨道角动量的值相应增大。

很明显，核物理学的启发方法可以用来定性地说明强子谱的总体特征。为了更进一步，达利茨和其他许多理论家发展了定量的、构造性的数学模型，其中各种SU(6)破缺和SU(6)分裂相互作用的强度是由实验确定的自由参数。由此他们实际上取得了能够描述整个强子谱的高度复杂的质量公式。接着从事唯象方面研究的工作者通过调整参数然后用这些公式去拟合最新的实验数据(这不是凭空操作，因为实验上的共振态要比参数多得多)。图4.3取自考克迪(J. J. J. Kokkedee)的1967年欧洲核子研究中心的组分夸克模型讲座。[36]它展示了质谱的形成，这幅图不但可以用来澄清上述讨论，而且可以说明组分夸克模型质谱的某些唯象方面的复杂性。

由图4.3我们首先注意到，它是典型的核物理和原子物理里的质谱图。水平线代表能级(在此即强子质量)，横线的位置越高，表示能量或质量越大。左端横线上的标签［70，$L=1$］表示该强子被分配到SU(6)的70维表示，其中夸克有一个单位的相对轨道角动量(L)。位于图底部的V表示计算中所包含的各种力。V和V'是SU(6)对称的力，在这个分析水平上，SU(6)多重态内的所有强子有相同的质量，故由单一的水平横杠表示。向图的右方看，各种SU(6)破缺力逐步加入到计算中。V_σ表示自旋-自旋力，V_F表示与SU(3)相关的力，这两个力共同作用使SU(6)多重态分裂为4个SU(3)多重态：2个八重态，一个十重态和一个单态。在这个层级上，SU(3)的上角标表示夸克的总自旋(“4”表示总自旋为3/2，“2”表示总自旋为1/2)。最后，V_{so}和V_{nc}表示自旋-轨道类型的力，它通过夸克自旋与其轨道运动的相互作用引致质谱进一步分裂。这些力将层级分裂为按其总角动量(J)的排列(J的值如图中所示)。在这个分析水平上，层级结构已划分得足够精细，可以赋以如图中所示的共振态。请注意，这里没有包括SU(3)多重态内的劈裂，因此同一个SU(3)多重态内的不同质量的重子可以出现在同一层级，例如，N(1678)，Σ(1770)，Λ(1830)，Ξ(1930)等重子即如此。如果将SU(3)的劈裂计算在内，那么这个图将更加复杂。

99

在60年代后半期，组分夸克模型的强子质谱分析成长为一种复杂的、尖端的唯象研究传统。虽然对已知共振态的拟合从来不可能很精确，但它证明了我们有可能重现整个介子和重子谱序列：大部分共振态都有SU(6)多重态结构所预期配置的适当量子数和质量。这种拟合也存在几处明显的不匹配。[37]但还没有任何具有竞争性的理论能够提供堪与组分夸克模型相比的精细的替代模型。正如考克迪在他1967年演讲中总结的那样：

某个夸克释放的，如图4.4所示。一般来说，由于光子的自旋为1，因此这一过程可以采取以下两种方式之一来进行。一种是释放光子的夸克的自旋从1/2“翻转”到-1/2(用专业术语说，就是发生磁偶极或M_1跃迁)；另一种是三夸克系统的相对轨道角动量改变一个单位(即发生电四极E_2跃迁)。但贝基和莫尔普戈认为，无论是Δ还是质子，都属于夸克轨道角动量为零的SU(6)多重态，因此后者的可能性被排除。Δ共振态的电磁衰变只有通过自旋反转的 101 M_1跃迁一条途径，E_2跃迁被组分夸克模型的“选择定则”所禁止。实验上，M_1和E_2跃迁对应于发射光子不同的角分布，而且确实发现，在Δ的衰变中，E_2跃迁概率要比M_1跃迁概率低4%。

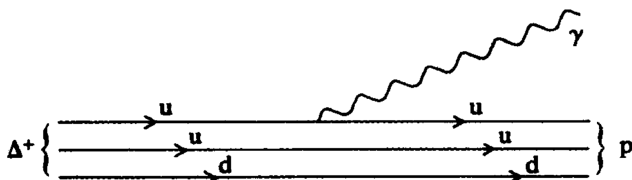


图4.4 组分夸克模型下的电磁衰变$\Delta^+ \to p\gamma$

理论预言与实验数据上的这种一致性是组分夸克模型应用于强子耦合的首次成功事例之一。[41]它激励理论家们奋勇向前。有关高自旋共振态的电磁产生和衰变的其他选择定则也相继被发现，并再次得到了实验数据的支持。[42]最后，到60年代末，理论家们已不再局限于探索选择规则，而是利用强子谱拟合得到的共振态结构的全部细节来对电磁共振耦合展开全面的数值计算。[43]这里，与实验数据的一致性已不像贝基和莫尔普戈的选择定则可达到4%的精度那样受人关注，人们注意力的焦点放在了对一般性预言与实验数据总体趋势的匹配上，要解释的是为什么有些共振可以观察到与光子的强耦合，而有些则观察不到。[44]如同强子谱拟合情形，这种耦合计算被看做是组分夸克模型算的一种成功，但需要再次提醒的是，这是在明显缺乏与之竞争的理论参与竞争的情形下取得的。

当然，组分夸克模型的专家们不会将注意力仅集中在强子的电磁相互作用上。诸多关于强子的强(弱)[45]耦合模型被构建出来。这里的分析同样遵循类似于电磁过程分析中采用的方法，只是做了明显的代换，譬如说，用π介子取代了光子。这里是有点矛盾的，因为π介子在这里虽然是作为基本粒子来计算的，但它本身就是一个夸克-反夸克组合。然而夸克模型的专家们已经学会了如何与这种悖论打交道。早期的计算主要集中在+3/2重子十重态和自旋 102 为1的介子的产生和衰变上，但这项工作很快就扩展到更高自旋的共振态性质上。[46]正如强子质谱的研究情形，组分夸克模型对强子耦合的唯象研究也发展成为一种欣欣繁荣的、定性上成功的传统。[47]

理论和实验的共生关系

前面我们一直是从理论的角度来考察组分夸克模型的发展，将它视为一种用于说明实验数据的解释性工具。但同样重要的是认识到实验和理论之间不是单向的交流关系。正如理论家需要借助于实验成果来构建理论模型一样，实验者也需要借助于理论家的研究成果来指导实践。通过组分夸克模型的媒介作用，理论家与实验者保持着一种相互支持的共生关系。

这种共生关系的根其实在组分夸克模型出现之前就已经扎下了。在50年代，理论主要靠实验来提供养分：实验者报告说存在一种新的强子，理论家便尽最大努力来解释它。但随着八正法的提出，这种关系变得更加平衡。实验者开始有供有取。最明显的例子当属盖尔曼1962年对存在Ω^-的预言。通过实验者提供的共振态数据，盖尔曼预言了这种没有观测到的粒子的质量和衰变特征，从而为实验指明了新的课题。我们在第3.2节看到，实验者采纳了盖尔曼的建议，并在搜寻方面倾注了大量努力，终于在1964年找到了这个粒子。Ω^-的存在后来成了包含夸克概念公式的新一代八正法理论的不可分割的组成部分。

随着夸克和组分夸克模型的出现，理论和实验的共生关系也进入了一个新的、更加密切的阶段。从实质上说，这是因为实验者已经开始摆脱“经典”强子——最低质量的介子和重子的SU(6)多重态，而转向探索更高质量和自旋的共振态。在这种第二代共振态实验中，“碰撞-猎取”方法变得要比第一代实验更加困难，技术上也更复杂。像Δ这样的经典共振实验截面上可以有很大的突出峰(见图3.1)。但这样的峰只有少数，要找到更多的共振态，实验者必须仔细检查单个“衰变道”的具体细节。[48]于是，与早年粒子爆炸式增长时比起来，共振态的确认变得不那么让人自信。乔治·茨威格曾回忆道，即使是在1963年，“粒子分类也是困难重重，因为许多(共振)峰……是不真实的”，而且，权威性的粒子表列出的26个介子共振态中有19个都失踪了。[49]同样，考克迪在1967年关于组分夸克模型的讲座里，开篇就对共振谱的拟合评论道：“由于不稳定的实验状态，关于模型的许多详细陈述可能经不起时间检验。”[50]共振态数据的不稳定问题在60年代和70年代始终存在，这从取自1982年编辑的《粒子特性综述》(高能物理基本粒子标准分类表)的表4.2可见一斑。[51]表4.2(a)列出了截至1982年由一个或多个高质量实验所报告的所有介子。对于项目栏里标有箭头的，编辑者评述道：“我们不认为这些是公认的共振态”。同样，重子表[4.2(b)]列出的各重子依据实验证据的强弱分为四个等级：四星级表示“准确无误”；一星级表示“可信度弱”。有两个条目被标记为“废”，表明它们曾经被认为存在，而现在已被证明不存在。

103

表 4.2 (a) 《粒子性质综述，1982》中列出的介子表

非奇异(S=0;C,B=0) 名称	$I^G(J^P)C_n$	名称	$I^G(J^P)C_n$	名称	$I^G(J^P)C_n$	奇异(|S|=1;C,B=0) 名称	$I(J^P)$
π	$1^-(0)^+$	f′ (1515)	$0^+(2^+)+$	→δ (2450)	$1^-(6^+)+$	K	$1/2(0^-)$
η	$0^+(0^-)^+$	ρ′ (1600)	$1^+(1^-)-$	$\to e^+e^-$ (1100–2200)		K* (892)	$1/2(1^-)$
ρ (770)	$1^+(1^-)-$	→θ (1640)	$0^+(2^+)+$	$\to\overline{N}N$ (1400–3600)		Q_1 (1280)	$1/2(1^+)$
ω (783)	$0^-(1^-)-$	ω (1670)	$0^-(3^-)-$	→X (1900–3600		κ (1350)	$1/2(0^+)$
η′ (958)	$0^+(0^-)+$	A_3 (1680)	$1^-(2^-)+$	η_c (2980)	+	Q_2 (1400)	$1/2(1^+)$
S* (975)	$0^+(0^+)+$	ϕ′ (1680)	$0^-(1^-)-$	J/ψ (3100)	$0^-(1^-)-$	→K′ (1400)	$1/2(0^-)$
δ (980)	$1^-(0^+)+$	g (1690)	$1^+(3^-)-$	χ (3415)	$0^+(0^+)+$	K* (1430)	$1/2(2^+)$
ϕ (1020)	$0^-(1^-)-$	→ϕ (1850)	0	P_c or χ (3510)	$0^+(1^+)+$	→L (1580)	$1/2(2^-)$
H (1190)	$0^-(1^+)-$	→X (1850)	(2^+)	χ (3555)	$0^+(2^+)+$	→K* (1650)	$1/2(1^-)$
B (1235)	$1^+(1^+)-$	→S (1935)		$\to\eta'_c$ (3590)	+	L (1770)	$1/2(2^-)$
→ρ′(1250)	$1^+(1^-)$	→δ (2030)	$1^-(4^+)+$	ψ (3685)	$0^-(1^{0-})-$	K* (1780)	$1/2(3^-)$
f (1270)	$0^+(2^+)+$	h (2040)	$0^+(4^+)+$	ψ (3770)	$(1^-)-$	→K* (2060)	$1/2(4^+)$
A_1 (1270)	$1^-(1^+)+$	→π (2050)	$1^-(3^+)+$	ψ (4030)	$(1^-)-$	→K* (2200)	
→η(1275)	$0^+(0^-)+$	→π (2100)	$1^-(2^-)+$	ψ (4160)	$(1^-)-$	粲(|C|=1)	
D (1285)	$0^+(1^+)+$	→ρ (2150)	$1^+(1^-)-$	ψ (4415)	$(1^-)-$	D (1870)	$1/2(0^-)$
ε (1300)	$0^+(0^+)+$	→ε (2150)	$0^+(2^+)+$	Υ (9460)	$(1^-)-$	D* (2010)	$1/2(1^-)$
π (1300)	$1^-(0^-)+$	→ρ (2250)	$1^+(3^-)-$	Υ (10020)	$(1^-)-$	F (2010)	$1/2(1^-)$
A_2 (1320)	$1^-(2^+)+$	→ε (2300)	$0^+(4^+)+$	Υ (10350)	$(1^-)-$	→F* (2140)	
E (1420)	$0^+(1^+)+$	→ρ (2350)	$1^+(5^-)-$	Υ (10570)	$(1^-)-$	底(美)(|B|=1)	
						→B (5200)	
						→奇特粒子	

理论，尤其是组分夸克模型，以两种方式干预这种实验上的不确定性。首先，组分夸克模型分析向实验者提供了针对下一代实验的具体目标。举例来说，茨威格在1964年就曾指出，奇异共振态Λ(1520)被认作SU(3)八重态的元素是个错误，因为根据他的组分夸克模型，真正的八重态元素应具有约1635 MeV的质量。茨威格说，实验在这一能区观察到了散射截面结构，但被归置到附近的另一个共振态Σ(1660)。这Λ(1635)和Σ(1660)两个共振态分别有同位旋0和1，因此，用不同的束和靶做进一步的实验就可以解开这一谜团。[52]这种启发式的由理论向实验的反馈的事例几乎充满了整个组分夸克模型研究的历史。[53]

组分夸克模型对实验产生的更广泛的影响力是它使共振态实验物理变得令人感兴趣——成为一个值得投入相当数量的时间、金钱和努力的领域。[54]说来似乎令人难以置信，如果不是夸克模型专家持久的坚持，实验者可能还在低能共振区艰难跋涉。如果真的是没有人将研究方向指向高能区，实验者就会去探索将有限资源用于可研究的其他途径。[55]事实上我们看到，组分夸克模型传统的蓬勃发展将实验研究带入了一种新境界——对多种选择下的束、靶和衰变道的反应截面予以精密测量，开发出日益复杂的数据分析技术。[56]关于前者，有必要指出，虽然质子同步加速器上的强子束实验开辟了共振态物理学的研究道路，但在组分夸克模型下计算得到的电磁耦合在电子加速器的"光子产生"实验中更容易被测量。[57]正如组分夸克模型所预期的，某些共振态被证明只能在光子产生实验中被检测到。由此，电子加速器和质子加速器上进行的共振态物理成为60年代后半期的一个主要研究方向。

共振态实验物理学日益多元、精确的研究项目带来的结果是新的共振态源源不断地涌现出来(见图4.5)。[58]这两个图表显示了在过去20年里《粒子性质综述》记录在案的共振态是如何增长的。图4.5(a)是介子增长的情形，

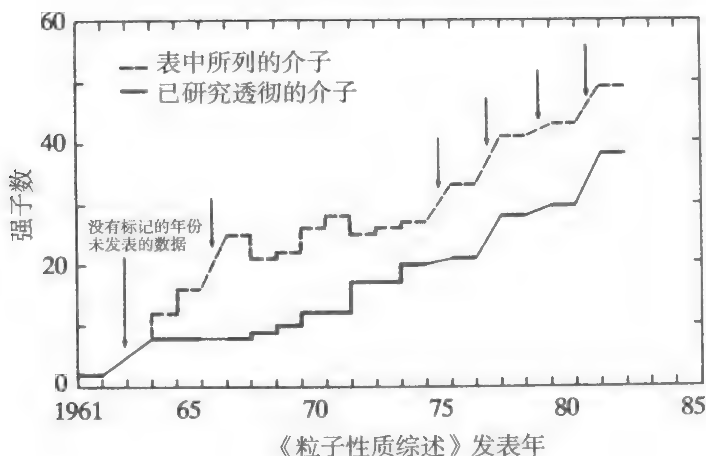
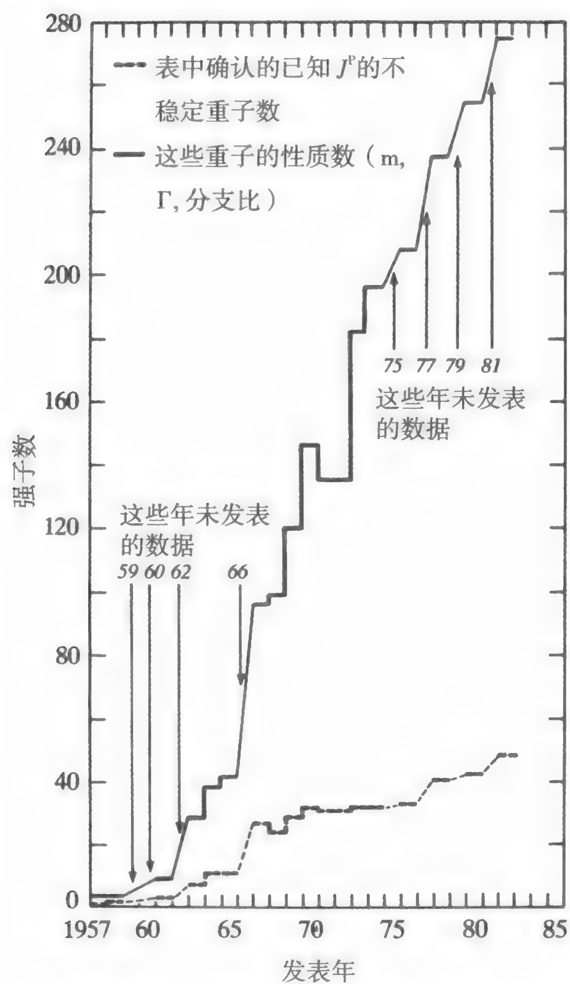


图4.5(a)　介子信息的增长



表中确认的已知J^P的不稳定重子数
这些重子的性质数（m, Γ, 分支比）
这些年未发表的数据
59 60 62 66
这些年未发表的数据
75 77 79 81
强子数
发表年
280
240
200
160
120
80
40
0
1957 60 65 70 75 80 85

实验就是这样比翼双飞，这种共生关系贯穿整个 60 年代并一直延续到 70 年代。[59]

量子场论的衰落

108 在我们结束对组分夸克模型的讨论之前，还有最后一点需要说明。两大理论传统一直主导着 60 年代和 70 年代初的旧物理学。在高能领域，是软散射的雷吉分析，我们已在第 3.4 节讨论过；在低能领域，有共振态的组分夸克模型分析。但这两大传统没有一个是明显地从量子场论吸取的营养。事实上，场论与雷吉理论家手里的靴袢理论更是水火不相容，而组分夸克模型本身就排斥纯粹的场论。因此，在 20 世纪 60 年代，用场论方法来研究基本粒子物理的做法已基本被废弃。研究场论的许多老一辈理论家不再积极实践这一理论，而年轻一代的高能物理理论家——在此期间迅速壮大——在所受到的训练里就已不再明显包含场论的内容。[60]从社会学的角度看，60 年代场论的退出为理解它在 70 年代新物理学中的复活造成了明显的问题：所需的理论知识从何而来？幸运的是，这个问题只是表面的。在组分夸克模型和雷吉理论的阴影下，有两个较小的传统是围绕场论方法取向的。一个专注于对原型场论——量子电动力学——的阐述，另一个是下面要说的“流代数”传统。总之，这些传统为坚定的场论理论家提供了一方天地，使他们可以建设性地运用其专业知识，同时与实验保持密切联系。量子电动力学和流代数传统在 60 年代里为场论保留了火种，并成为新一代场论家的训练基地。正如 8.3 节讨论的那样，在 70 年代新物理学场论的复兴中，先锋卫士就是来自量子电动力学理论，尤其是流代数阵营的理论家们。我已经概述了用于研究电磁现象的量子电动力学方法，这里不准备详述其细节。[61]但对流代数做些讨论还是需要的。盖尔曼正是在这一传统的基础上最早讨论了夸克。作为高能物理理论研究的领袖级人物之一，正是盖尔曼，而不是茨威格，最先说服物理学家接受了夸克概念。[62]

4.3 夸克和流代数

归纳和阐述夸克概念的方法有两种：直接从组分夸克模型入手和盖尔曼方式。盖尔曼的“流代数”方法要比组分夸克模型深奥难懂得多，并且在高能物理学界的影响相对较小。[63]因此我在这里只能简单地讨论一下，不打算深入到技术细节中去。[64]作为开始，将盖尔曼的第一篇夸克论文与乔治·茨威格的论文做一番比较不无启发性。[65]两位作者都列出了夸克的量子数，并都强调了寻找自由夸克的重要性，而且结尾也类似。在茨威格洋洋洒洒的第一稿(打印稿有 24 页)中，他直接给出了复合类比的结果，写下了自旋为 0 和自旋为

109

1 的介子九重态、重子八重态和十重态的夸克组成。盖尔曼则不是这么个做法。他的论文前后不到两页，唯一的公式就是用来计算自由夸克的强子“弱流”的“对易式”。一会儿我再回到“对易式”和“弱流”等概念上来，作为开端，这里我想先强调一下对质谱的考虑。质谱的概念直接借鉴于复合类比，在这篇论文里完全没有提及——盖尔曼的兴趣在其他地方。正像他在正文和脚注中指出的那样，他的目的是要将夸克作为一种新的资源引入他在几年前创立的、业已演变的传统，这就是“流代数”传统。要了解它的形式，我们需要了解盖尔曼研究粒子物理学的方法。[66]

起初，盖尔曼是一位场论理论家。他的第一篇论文(与 F. E. Low 合写于 1951 年)的题目是“量子场论的束缚态”。[67]我们在 3.2 节曾指出，他对规范场理论的热情是如何影响到他于 1961 年提出的八正法。我们还谈到过理论家在 50 年代试图将量子电动力学方法扩展到弱相互作用和强相互作用场论时遇到的障碍。像这一时期的所有理论家一样，盖尔曼也意识到了这些问题，但他的反应却比较新颖。他的工作特色是基于这样一种想法：人们应该采用传统场论形式(用于量子电动力学建模的标准微扰形式)，并从中提取任何可能在实践中有用的东西。他寻求的是富于启发性地运用场论方法，以便取得新的公式或模型，然后再让它们站立在自己的基础上而与其起源无关。在 3.4 节里我们讨论过，盖尔曼的做法之一就是以微扰量子场论为指导来探索 S 矩阵的解析性质。他的另一种方法则是流代数方法，由此导向 SU(3)和夸克。S 矩阵方法只与强子的强相互作用有关，而流代数方法则着重于与弱相互作用和电磁相互作用有关的性质。

1958 年，费恩曼和盖尔曼成功地给出了关于弱相互作用唯象研究的 V-A 场论。这一理论直接以量子电动力学为蓝本，弱流之间发生的弱相互作用就如同量子电动力学里电磁流之间发生的电磁相互作用。但问题是弱流的性质。 110
对于纯轻子情形——即电子、μ 子和中微子之间的弱相互作用情形——问题是清楚的：这种流，如同量子电动力学的情形，可以从有关的场中构造出来。但对于强子情形，问题就是一笔糊涂账了。一个问题是由强子数目的暴增带来的：如果每个强子都归因于其自身的个体场，那么是不是每个强子都对几页长的强子弱流方程有贡献呢？如果是这样，那么各项个体对流的贡献之间是否存在什么关系呢？这些都是盖尔曼在 1962 年发表的文章(他见诸期刊的第一篇关于八正法的论文)中要回答的问题。[68]他在这篇论文中所阐述的观点仍带有以前工作的特点，并预示了以后要做的事情。实际上，他认为，在讨论强子的弱作用和电磁作用的性质时，我们应该忘掉传统的量子场论，而代之以弱作用流和电磁流作为主要变量。但同时，他又用场论来协助猜测这些流本身的性质。特别是，他假设，各种强子流之间的关系——用专业术语说就

SU(3)结果，正如茨威格等人用夸克来支持强子共振态及其强相互作用的SU(3)谱。此外，如同在质谱传统的情形，夸克新自由度的引入也使理论家们超越了流代数传统下的简单 SU(3)的考虑。这里的要点是这样的。盖尔曼是在启发性的场论模型基础上来推测流代数的 SU(3) × SU(3)结构的。但事实证明，某些流对易关系与取得这些对易式的模型无关，也就是说，选择其他模型也能取得相同的结果。从这个意义上讲，我们可以合理地假设这些对易式在完整的场论计算中将保持不变(这与实际进行的启发式和近似计算不同)。另一方面，其他一些对易式，却对选取的场论模型非常敏感。例如，自由夸克场论就会导致不同于其他理论的结果。因此，就理论家采用夸克模型对易式并由此导致成功的预言这一点而言，夸克模型与流代数传统有着本质上的联系。 112

理论学家最初倾向于采用安全、独立于具体模型的对易关系来工作。因此，至少是在其初期，流代数并不像组分夸克模型传统那样为夸克模型提供多少有说服力的支持。[72]毋宁说，流代数的意义在于这样一个事实：虽然盖尔曼主张只是将场论做启发式运用，但流仍明显地保持场论结构，并采用典型的场论技术来运算和探讨。而且，由于将传统场论方法扩大到超出电磁相互作用范畴所带来的问题非常明显，因此流代数在60年代就成为了大多数坚定的场论物理学家的避风港。

现在我们可以将注意力从流代数的概念基础转向理论家为它找到的唯象研究用途上来了。流代数许多应用的核心是“部分守恒轴矢流”(PCAC)假设。PCAC 是盖尔曼从微扰场论这一牛肉夹里取下的另一块鸡肉。1958 年，在关于“V-A”理论的论文里，费恩曼和盖尔曼曾提议，弱矢量流就像电磁流(另一个矢量)一样是严格守恒的。守恒性矢量流假说解释了弱衰变强度的“普遍性”：μ 子和中子 β-衰变耦合从实验上说似乎是相同的。1960 年，盖尔曼和 M. 利维(巴黎大学，当时盖尔曼是那里的访问学者)随后建议，轴向弱流不是严格守恒，而是部分守恒。他们认为，轴向流的“散度”(对其非守恒性质的量度)来自于它与 π 介子的耦合。[73]通过各种场论模型的启发式论证可以证明 PCAC 假设是正确的，然后我们将这一假设作为真理本身来看待。为了支持这一点，盖尔曼和利维提供了用 PCAC 来重新推导“戈德伯格-特雷曼关系(Goldberger-Treiman relation)”的方法。所谓戈德伯格-特雷曼关系是指 π 介子的弱作用和强作用之间的定量关系，这一关系与实验结果在 10% 的精度上符合。[74]随后，PCAC 假设成为用流代数方法构建与 π 介子有关过程的低能定理的一个重要附属条件。一系列唯象应用在 60 年代中期被推出，其中大多数似乎都与实验数据吻合得不错。[75](一个值得注意的例外是对 $\eta \rightarrow 3\pi$ 衰变率的计算，计算结果错得离谱，对此我们能说的是：“流代数在此失败的原因不 113

可理解。"[76]这个衰变过程一直像一块难啃的骨头，直到70年代规范理论回潮才有较明确的答案。但即便如此，问题的答案也充满争议。)

流代数方法发展的另一条主线一系列"求和定则"的建立。[77]其中第一条法则可以追溯到1965年，称为"阿德勒-韦斯伯格关系(Adler-Weisberger relation)"。[78]它说的是轴矢量弱耦合强度(g_A)与 π 介子-核子散射截面上的能量积分之间的关系。人们可以尝试着从实验数据来评价这一关系(虽然由于积分扩展到无限大质心能量，因此还需要一些理论假设)，并且结果似乎相当令人满意。这一求和定则的成功被看做是对基本流代数的成功检验，从而鼓励人们去探索更多的求和定则。而且总的说来，这类唯象性研究非常成功。一方面，求和定则可以被用来重新推导前述的低能定理，从而使其成功(以及失败)普遍为人所接受。另一方面，第一条新的求和定则可以从实验数据来对其进行数值评估，而且似乎很有效。这就是1966年提出的卡比博-拉迪卡蒂求和定则(Cabibbo-Radicati sum-rule)。[79]为了对这个唯象性研究有所感觉，这里有必要解释一下我所说的"似乎很有效"的意思。卡比博-拉迪卡蒂求和定则说的是，在光子-核子截面上的特定数学积分有零值。一如前述，这个积分的积分限会延伸到质心能量无穷大处，因此只能从实验数据对其进行近似评估。对可测的低能端积分的四项主要贡献评估为 -0.8，+1.6，-2.8 和 +1.6。[80]这些值加起来为 -0.4。这个值不大，但它是否足够接近预测值"0"显然依个人选择而定。后来的求和定则都具有类似的数值上的成功。[81]

求和定则的制定加上对PCAC的意义和结果的探索，这二者共同构成了流代数在20世纪60年代发展的主线。在70年代初出现了第三个变种，这就是所谓的"光锥代数"。它依然是盖尔曼心血的结晶，并且完全取决于夸克场的使用。在我们讨论它(见第7章)之前，我们必须先评述一下注定需要说明的现象：标度无关性。标度无关性是下一章的主题，由它开始了一种新的物理分析。这里有一个主题仍有待探索……

114

4.4 夸克实在性

在60年代后半期，一个无可争辩的事实是，组成夸克模型为强子共振态分析(旧物理学中低能区域的强相互作用)提供了现有最佳的工具。同样毫无疑问的是，流代数传统(其中经常会用到夸克)成为强子弱作用和电磁相互作用理论研究的最前沿。但是，粒子物理学家没有从这一理论上、唯象研究上和实验上相当丰富的研究中推断出夸克的存在已获公认的结论。在整个60年代到70年代，关于夸克的论文、评论和著作里充满了关于它们的实在性的告诫。正如英国夸克模型专家弗兰克·克鲁斯(Frank Close)在1978年所说的那样(那时夸克已最终被证明是真实的)：

夸克模型在60年代获得了些许成功，尤其是它预言了大量的介子和重子共振态，并在后来均被发现。当我们将这些共振态看成是多夸克系统和夸克－反夸克系统的激发态时，这些共振及其性质很容易为我们所理解。但即使如此，对这些夸克是否真的是一种物理实体，还只是一种在进行幺正对称群计算时有用的人造物，是有不少争论的。[82]

形成这种状况的原因并不难找到。最明显的是，具有分数电荷的夸克被认为是一种非常明白的实体，然而实验上反复搜寻就是未能发现任何可以接受的迹象。这个事实本身并不会立即成为定论，因为理论家可以辩驳说这可能是因为夸克过于沉重，当代的加速器实验产生不了这么大质量的粒子。但即使我们将这个实证性问题摆在一边，也还是很难以从唯象研究的角度对夸克的实在性给予肯定的论证。这一问题的第一个实例，正如乔治·茨威格所说的那样，"夸克模型给出了对半个世界的精彩描述"。[83]虽然夸克模型是低能共振态物理世界的核心，但它却处在高能软散射世界的最外围。对于前者，强子的确像是由夸克复合而成的；而对于后者，它们是雷吉极点。强子结构依分析者的分析而不同，这使人很难断言强子确实是夸克的复合体(或雷吉极点)。理论高能物理学界的这种明显的群体上和概念上的分野激励实验工作者去积极探索强子结构。夸克模型和雷吉模型的建模者和平共处，每个小组都是用自己的术语来研究自己所选择的现象范围，一般都不特别申明其强子描述的本体论先决条件。 115

后来，这种群体上和概念上的分歧延伸到夸克理论研究者阵营本身。即使人们宁愿忘记组分夸克模型在理论上不受青睐，而流代数传统则以纯粹启发的方式导出了不切实际的夸克模型，但事实依然是，两种理论的强子和夸克图像截然不同。这一微妙之处在夸克概念提出之初曾引起一定的混乱，但在这里可以将它归纳如下。在组分夸克模型方面，理论家用"组分夸克"来表示特定自旋的强子。这种强子已在粒子物理实验中观察到。在流代数方面，理论家用"流夸克"来构建强子，而这种强子却不是实验中可观察到的具体强子——它们是具有不同自旋的各种强子的复合(因此在出现流代数求和规则里的连续项列相当于强子共振态的无限序列)。因此从一定意义上说，流夸克和组分夸克是两种不同的对象。盖尔曼的看法是，不管怎么说，它们是存在关联的——即组分夸克代表着流夸克的某种复杂的组合，反之亦然。人们为探索这种关系的形式已进行了大量工作，并得出了几种看待强子分类及其性质的新的观点，但尚未取得完满的理解。[84]组分夸克模型和流代数传统仍然彼此分离，二者都有自己的实践者、自己的夸克概念和自己的唯象应用途径。

因此，在60年代中期，旧物理学理论方面由三个主要传统构成：雷吉理

论、组分夸克模型和流代数。雷吉理论主要讨论的是不以夸克为基础的强子动力学，组分夸克模型则将夸克置于讨论的中心，而在流代数里，夸克是一个可选的启发性的附属物，并由此导致与组分夸克模型不同的强子图像。理论实践上的这种群体上和概念上的多样性在夸克问题上培育出的是一种工具论者而不是实在论者。到70年代，围绕规范场论的统一实践最终使基于实在论共识的夸克观点成为可能。但黎明之前往往最黑暗。在下一章里我们将讨论60年代末出现的夸克-部分子模型。这是夸克主题又一个变种，它与组分夸克模型和流代数模型均不同。

116

注释和参考文献

1. Gell-Mann(1964a)。在此和本书以后部分里，我用“Caltech”作为位于帕萨迪纳的加州理工学院的缩写。
2. Gell-Mann(1964a，214)。
3. Zweig(1964a，b)。
4. Fermi and Yang(1949)。
5. Goldhaber(1956)，Sakata(1956)。以名古屋大学坂田昌一和武谷三男为中心的日本理论小组将他们对强子复合模型研究的进展归因于坚持马克思列宁主义哲学的辩证唯物论(见Ne'eman 1974)。据我所知，这是在更为广义的观念上将高能物理的重要发展与“社会利益”先验地联系起来的少数事例之一。
6. Ikeda，Ogawa and Ohnuki(1959)，Yamaguchi(1959)。如同八正法，坂田模型的群论版是基于SU(3)对称性。但日本学者将粒子分配到群表示的方式不同于盖尔曼和尼曼的方法。
7. Ne'eman(1983，8)。
8. 见Gell-Mann(1961，1962b)，Zweig(1964a，b)。
9. 见Ne'eman(1983)。例如，尼曼自己很可能声称在1962年就发明了“夸克”一词(Goldberg and Ne'eman 1963)，虽然“文中的物理图像仍显得有些模棱两可”(Ne'eman 1983，17)。
10. Gell-Mann(1964a，215)。
11. 关于夸克搜寻实验的综述，见Jones(1977)。重要的是要注意到，有个别实验者时不时就报告说看见了夸克，但这些报告从未被高能物理学界一致接受。对于目击夸克的肯定性判断的综述，见McCusker(1981，1983)。最明确且无可辩驳的观察来自于加利福尼亚州斯坦福大学的密立根型实验，见La Rue，Fairbank and Hebard(1977)，La Rue，Fairbank and Phillips(1979)和La Rue，Phillips and Fairbank(1981)。关于斯坦福大学这项实验的研究历史和热那亚大学在类似实验中得到的否定性结果，见Pickering(1981a)。
12. Zweig(1964a，18)。

13. 我很感谢茨威格教授为我提供了传记性资料。
14. 关于茨威格对自己探寻夸克的路径的令人着迷的解释，见 Zweig(1981)。
15. Zweig(1964a，33；1964b，39)。
16. Zweig(1981，458)。茨威格还回顾道(Zweig，1981，note 13)："默里·盖尔曼曾经告诉我，他把他的第一篇夸克文章发到了《物理通信》(*Physics Letters*)，因为他确信《物理快报》(*Physical Review Letters*)不会刊用。"

117

17. Zweig(1981，458)。
18. Kokkedee(1969，ix－x)。
19. 这些取自 Zweig(1964b)。
20. 用群论的符号表示：$3\times3=1+8$；$3\times3\times3=1+8+8+10$。这里，"3"是指 SU(3)的三重态表示，也可以指反三重态(对应于反夸克)等的表示。
21. Connolly et al. (1968)。
22. Okubo(1963，165)。
23. 有趣的是，茨威格个人的夸克探索途径是从 ϕ 介子的反常衰变研究开始的。他先用坂田模型来解释，将它看做是一个 Λ 和一个 $\bar{\Lambda}$ 的复合。后来，他得知大久保用 SU(3)对同一现象进行了解释，这使他转向研究 SU(3)的表示结构，转到作为这些表示的基础的夸克上，并最终依据夸克而非重子成分修正了茨威格定则。见 Zweig(1981)。
24. Zweig(1964c)。美国威斯康星大学的崎田文二(B. Sakita，1964)也曾独立地遵循同样的推理。
25. SU(6)的 6 等于 SU(3)的 3 乘以自旋为 1/2 夸克的可能的自旋取向数 2。
26. $56=8\times2+10\times4$：乘积因子 2 是自旋 1/2 的八重态重子的可能的自旋取向数，4 是自旋 3/2 的十重态重子的可能的自旋取向数。关于 SU(6)的引入和研讨会论文的重印，见 Dyson(1966)。
27. Gürsey and Radicati(1964)，Pais(1964)，Giirsey，Pais and Radicati(1964)。
28. Wigner(1937)。
29. Morpurgo(1970，108)。
30. 关于相对论性 SU(6)的失败的这个综述取自 Dyson(1966，vi)。原始文献见该卷重印的第 13～第 25 页。非存在性定理表明，要实现内部对称性与相对论的非平庸综合，要求理论家要么接受在大于四维的时空下处理，要么接受包含无限数目粒子的表示。
31. Morpurgo(1970，108)。
32. Morpurgo(1965)。美国理论物理学家南部阳一郎(Y. Nambu)和苏联理论物理学家塔夫赫利泽(A. Tavkhelidze)也做出过类似的观察，见 Morpurgo(1970)的注释 27 和 28。莫尔普戈采用密立根油滴方法，在热那亚大学进行了一系列搜寻自由夸克的实验，这表明他是认真对待组分夸克模型的。但这些实验都没有获得成功(即没有证据表明分数电荷被发现)。在 70 年代，人们经常拿它们作为与斯坦福大学的正面结果相矛盾的例子来看待(见前面注释 11)。关于莫尔普戈的实验的历史，见 Pickering(1981a)。

　　莫尔普戈的组分夸克模型研究思路与达利茨的思路相似(见下文)。1927 年，莫尔普戈出生于意大利的佛罗伦萨。1948 年，他在罗马大学开始了他的理论物理研究生涯，

118 1961 年成为热那亚大学物质结构领域的教授。在 50 年代和 60 年代，他在核物理和基本粒子物理两个领域从事研究。他在粒子物理方面的一项工作是强相互作用的唯象研究，特别是关于奇异粒子的研究(见 Morpurgo 1961)。这使他面临着强子种类爆炸式增长带来的数据激增局面。他曾这么描述道:

早在 1961 年或 1962 年，已发现的“共振”态的数量增长在我看来有点类似于某些原子核(例如硼 ^{10}B)的已知能级数的增长，我在工作中已对核表中的这些核素研究了许多年(Morpurgo 1958)……因此，当我在 1964 年秋天看到了居尔塞伊和拉迪卡蒂[关于 SU(6)分类框架]的论文时……我的态度与我在理论物理方面的大部分同事的态度不同。他们大多有兴趣尝试调和 SU(6)不变性与洛仑兹不变性……而我则认为，居尔塞伊和拉迪卡蒂的结果表明，(在某种程度的近似下)强子内部的夸克内在动力学可以用非相对论方法来处理。

因此，通过重新调整其现有的核物理知识以适应强子的 SU(6)对称性，莫尔普戈在他的第一篇关于夸克的论文里给出了组分夸克模型的公式(Morpurgo 1965)。这篇文章主要是表明，总体而言，组分夸克模型能够描述物理上可感知的系统。接着是更详细的计算。“论文提交了几天后……我意识到，通过强子的电磁衰变，可以有检验该模型的其他方法(事实上已经有这方面的实验数据)”。这种认识催生了下面讨论的两篇文章的发表(Becchi and Morpurgo 1965a, b)。值得注意的是，这些实验涉及强子的所谓 M_1 型电磁衰变。而对于这方面，莫尔普戈在核物理领域中已对此进行过分析(Morpurgo 1958, 1959)。

我非常感谢莫尔普戈教授愿意与我就组分夸克模型进行讨论，上述引文和传记材料内容均来自这些讨论。

33. Morpurgo(1970, 111)。
34. 应用组分夸克模型的文献浩如烟海。对于科普性质的，见 Weisskopf(1968)。对于专业性综述的，见 Kokkedee(1969), Morpurgo(1970), Lipkin(1973), Hendry and Lichtenberg(1978), Greenberg(1978, 1982), Close(1979), Gasiorowicz and Rosner(1981)以及 Dalitz(1982)等。组分夸克模型发展的第三条主线(我在这里没有予以讨论)是有关它在高能强子散射方面的应用。这一应用预言了不同强子相互作用截面之间的关系，其中许多结果与实验事实吻合得很好。关于这方面工作的综述，见 Kokkedee(1969)的第 14 到 17 章。
35. 达利茨在 1965 年夏季的牛津会议(Dalitz 1966a)和法国莱苏什(Les Houches)暑期学校授课(出版的讲义见 Dalitz 1966b)中最先阐述了他的组分夸克模型方法。从 1965 年起，119 他在许多重要会议上对组分夸克模型的唯象研究的发展发表了权威性的意见(例如，见 Dalitz 1967)。关于达利茨后来对组分夸克模型的贡献的具体事例，见文献 Horgan and Dalitz(1973)和 Jones, Horgan and Dalitz(1977)。我非常感谢达利茨教授为此与我的沟通和提供的传记材料。
36. Kokkedee(1969, 46, 图 7)。

37. 一种特别顽固的共振态是 N(1470)(见 Kokkedee 1969, 50)。尽管它的质量相对较小，但其共振特性使它很难被配置到公认的低位 SU(6)多重态中。在 60 年代和 70 年代，人们对这个问题提出了许多解。普遍的共识是，它是一种非常罕见的振动激发态而不是转动激发态。当然，这就产生了一个问题：在振动激发的 SU(6)多重态中，预期的 N(1470)的所有伴子都明显缺失。必须强调的是，N(1470)是一个例外：大多数粒子都可以被配置到重数已知的多重态中，而且更典型的唯象研究问题确切地说是如何在各种可能的多重态之间进行配置。
38. Kokkedee(1969, 51)。
39. Gasiorowicz and Rosner(1981, 971, Table 7)。
40. Becchi and Morpurgo(1965a)。
41. 早期的其他应用有质子和中子的磁矩(Morpurgo 1965)和矢量介子的电磁衰变(Becchi and Morpurgo 1965b)等。对于前者，莫尔普戈证明了，在组分夸克模型里，质子与中子的磁矩比是 -3/2，这个值非常接近于实测值 1.47。但有一个事实必须说明，当理论家试图在同样的假设下来计算核子的矢量与轴矢量弱耦合常数的比值时，他们得到的是 5/3，而实验测量值则约为 1.2。见利普金对此的讨论(Lipkin 1973, 250 - 253)。
42. Moorhouse(1966)。
43. Copley, Karl and Obryk(1969a,b), Faiman and Hendry(1969)。
44. 值得注意的是，这种明显属于唯象研究性质的预言究竟是如何进行的。它们取决于计算中一系列考虑了的或未考虑的各种因素以及各种合理的近似。正如考克迪所说的那样(Kokkedee 1969, 70)：“……这里考虑的弱的轻子性质的和电磁性质的衰变与非相对论的、独立的夸克模型的描述是一致的”，前提是“若干‘游戏规则’得到遵守”。
45. 组分夸克模型关于弱衰变的早期工作，见 van Royen and Weisskopf(1967)。
46. Mitra and Ross(1967), Lipkin, Rubinstein and Stern(1967), Faiman and Hendry(1968)。
47. 请注意，虽然这里我们依次讨论了共振质谱和耦合计算，但应用中它们是相互交织的。二者均从对方那里提取单个共振态在 SU(6)和 SU(3)中的配置信息。因此，每一代质谱适配数据成为下一代耦合计算的条件，反之亦然。 120
48. 共振态的“衰变道”是衰变粒子的不同组合。举例来说，如果我们观察到，一个共振态衰变成 πN, $K\Lambda$, $K\Sigma$ 和 $\pi\pi N$ 等组合，实验者会说这个共振态走 πN 衰变道的测量概率是多少，走 $K\Sigma$ 衰变道的测量概率是多少，等等。衰变道的概念直接取自于核谱学中与“分支比”相关的概念。一个给定衰变道的分支比代表着给定共振态以该衰变道方式衰变的衰变率。
49. Zweig(1981, 454 - 455)。
50. Kokkedee(1969, 40)。
51. Particle Data Group(1982, 14, 16)。加州大学伯克利分校的粒子数据小组诞生于 1957 年。其宗旨是以出版《粒子性质述评》方式提供权威的粒子数据评估，在 20 世纪 60 年代，随着粒子种类的加速膨胀，这一评估在高能物理领域被认为具有越来越大的重要性。关于粒子数据小组的历史，见 Rosenfeld(1975)。
52. Zweig(1964b, 32 - 33)。

53. 举几个有关的例子：(1)在关于矢量介子的电磁衰变的早期工作中，贝基和莫尔普戈曾预言了几种未知的衰变模式，他们认为这些模式可由实验检测出来(Becchi and Morpurgo 1965b)；(2)达利茨在他1967年的主要评述中指出，在许多类似点当中，组分夸克模型要求存在3种不可观测的、自旋为1的正宇称介子，并指出，"搜寻这3种失踪的九重态需要更多的努力"(Dalitz 1967，219)；(3)米特拉和罗斯在关于共振强子耦合的分析中，广泛讨论了他们的模型中所要求、但实验上未能观测到的共振态，并指出了如何才能最佳地检测到这些共振态(Mitra and Ross 1967，1635－1636)。

其他较粗略，但对于组分夸克模型实验具有重要启发价值的例子是它在激励夸克和"奇特粒子"搜寻中的作用。所谓奇特粒子是指那些因其量子数的缘故不能用 $q\bar{q}$ 或qqq来描述的共振态。这里我们的注意力集中在对奇异数为+1的重子的搜寻上，这些重子统称为Z子。这些Z子不能由三个夸克来合成：s夸克有奇异数－1，因此Z子必须含一个奇异反夸克，由此可见，其组成至少必须是复杂的 $\bar{s}qqqq$。搜寻Z子的最直接方法是研究奇异数+1介子(K介子)与核靶的相互作用。这种实验检测自60年代中期就已在进行。自1967年以来，已有报道说看到了5种不同的Z子，但研究很快就卷入了"究竟是什么构成了共振态"的激辩。显露的共识是，Z子存在的证据偏"弱"[见表4.2(b)]。关于Z子的实验和理论文献，见Particle Data Group(1982，232－234)。

121 54. 罗森菲尔德指出(Rosenfeld 1975，564)，在1967年，"全年检测了大约200万个泡室事例，每年大约有1000名物理学家试图通过10000～20000张的质量直方图来搜寻那些特色鲜明的、真实的或想象的粒子。"罗森菲尔德还表明(1975，567)，有关粒子的各种性质的实验数据的产生速度从1964年的100个结果/年直线上升至1970年的400个结果/年，到1972/年才下降到小于300结果/年(这些数据产生率里没计入非奇异重子共振态和Z子的搜寻工作)。

55. 重要的是要注意到，在70年代新物理学的背景下，传统的共振态实验被认为相对来说已不具有什么价值，因此这类实验几乎完全停止。这种判断与下面图4.5之间的表面冲突可通过如下解释得到解决：在70年代后半期，实验上很大一部分努力投入到了对"新粒子"的非传统调查(见Particle Data Group 1982，291)。这些要点将在本书的第三部分予以进一步讨论。

56. 关于"部分波"和"相移"分析的各种技术的综述，见Particle Data Group(1982，vii－xi)。

57. 根据量子电动力学，电子与其他粒子的相互作用只能通过交换光子来进行(在大多数实验情形下，这种弱的相互作用无关紧要)。因此，电子加速器里可获得的电子束可以有效地等同于光子束。根据实验条件，相互作用光子既可以是真实的，即零质量的物理态，也可以是虚的、有限质量的粒子。由不确定性原理可知，这种虚粒子只允许存在很短时间。用真实光子进行的实验被称为光子产生实验，而那些用虚光子进行的实验则称为电子产生实验。原则上，不论是光子产生实验还是电子产生实验，都可以用于探索共振态。70年代期间，技术上更为复杂的电子产生实验倾向于取代光子产生实验。

58. Particle Data Group(1982，291)。

59. 这里可以说明一下这种共生现象的更深层次的要素。共振态实验可分为两类：“形成”(formation)实验和“产生”(production)实验。形成实验仅生成共振态数据，而产生实验则还生成雷吉理论家感兴趣的数据。因此在共生现象研究中，产生实验的传统是与夸克研究传统和雷吉唯象研究的传统并存的。产生实验与形成实验之间的区别如下。形成实验观察的是单个共振态的直接产物和衰减：例如，$\pi N \rightarrow N^* \rightarrow \pi N$，这里 N 是靶核，$N^*$ 是共振态。这里的 N^* 在截面分布图上显示为在质心能量等于共振态能量位置上的一个峰。由于典型的共振态质量的范围为 1 至 3 GeV，因此形成实验只需要低能束，而不探索雷吉理论家感兴趣的高能范围的情形。相反，产生实验使用高能束来观察与其他粒子相伴的共振态的产生：例如 $\pi N \rightarrow \rho N \rightarrow \pi\pi N$，其中产物 ρ 介子衰变为一对 π 介子。这里，当我们将数据画成关于 π 介子对的“不变质量”的函数图像时，Δ 介子呈现为专有的 $\pi\pi N$ 截面的一个峰。(不变质量是指衰变成 π 介子对的母粒子的质量，它可以从 π 介子对的能量和动量测量数据中计算出来)。人们发现，高能共振态的产生过程(例如 $\pi\pi N \rightarrow \rho N$)像弹性散射($\pi N \rightarrow \pi N$)一样，同样显示出软散射特征，从而提供了雷吉分析的一个新领域。 122

60. 库欣曾指出(Cushing 1982，83)，“解析的 S 矩阵理论被认为是一种在未来充满希望的理论，我们在 60 年代早期美国大学物理系的研究生课程——传统场论课程——里很难找到这一理论的内容。”雷吉唯象研究的增长和组分夸克模型的出现只是加剧了这种情况。

61. 瓦格纳(S. Wagner)通过对高能物理文献的关键词分析后发现，在 60 年代后半期，量子电动力学领域的论文发表率从 1965 年的每年约 100 篇稳步攀升至 1970 年的每年约 200 篇(不妨将这些数据与第 3 章注释 2 给出的引用组分夸克模型和雷吉理论的文章数比较来看)。这一增长的激励主要来自实验。对原子系统、电子和 μ 子的磁矩的高精度测量使得将实验结果与量子电动力学高阶微扰计算的结果进行对比成为可能。电子加速器和对撞机上进行的高能实验可以在新的能量和动量传递的范围内来检验量子电动力学的最低阶预言。正如我们在第 3.3 节中指出的，这项工作有助于加强这样一个结论，那就是量子电动力学体系确实是一种能够精确描述电磁相互作用的理论。有关量子电动力学文献的获得，见 Brodsky and Drell(1970)，Lautrup，Peterman and de Rafael(1972)，Calmet，Narison，Perrottet and de Rafael(1977)，Farley and Picasso(1979)和 Combley(1979)等。

62. 盖尔曼 1929 年出生于纽约。他于 1948 年在耶鲁大学获得物理学学士学位，并于 1951 年获麻省理工学院物理学博士学位。经过短暂的几次临时聘用之后，1955 年他获得了加州理工学院的永久教职。1959 年，他第一次被授予丹妮·海因曼奖。以后，他因在奇异性、V-A 理论、八正法、流代数和夸克等方面的工作而获得了其他一些荣誉奖项。1969 年，他荣获诺贝尔物理奖，从而达到了学术荣誉的顶峰。

63. 例如，对《物理学通讯》(*Physics Letters*)杂志上发表的理论文章的统计分析显示，在 1967～1969 年间，关于流代数的论文约占论文总数的百分之十。在 1969～1970 年间，这一比例又降到不到前者的一半。而在这两个时间段，有关强相互作用物理的论文——主

要是关于组分夸克模型和各种雷吉理论的——则占到占总数的约75%。见Jacob(1971, Fig. 1)。又见Jackson(1969, 63-64)。

64. 欲了解关于流代数的重要出版物再版的更多详情，见Adler and Dashen(1968)。另一种广泛的综述，见Bjorken and Nauenberg(1968)。

65. Gell-Mann(1964a), Zweig(1964a)。

123 66. 我非常感谢盖尔曼教授为此接受我的访谈并提供传记材料。

67. Gell-Mann and Low(1951)。

68. Gell-Mann(1962b)。

69. “流产生了SU(2)或SU(3)代数”这种说法与说“它们可以被分配到有关的对称群表示”是等价的。“流代数”这个术语之所以会在此出现，是因为在此情形下轻子弱相互作用的SU(2)对称性遵从已分配到轻子场的具体属性，而不是作为分类系统的一个假设。

70. Gell-Mann(1964b, 73)。

71. Cabibbo(1963)。卡比博的分析需要引入一个自由参数“sinθ”(后发现它的值为0.26)，以便将奇异数变化强度与奇异数守恒的弱衰变过程联系起来。θ后来被称为“卡比博角”。有趣的是，卡比博在他的分析里将下述情形剔除在外：实验观察到有这样一类粒子，其衰变中的奇异数变化(ΔS)等于所涉强子的电荷数变化(ΔQ)但符号相反：$\Delta S = -\Delta Q$。这类事例与V-A理论相矛盾，而在1961~1963年间，有几个实验小组都有此报告。但从1964年开始就没有更多的此类报告了，于是人们将早期的这些实验视为含有某种误差。见White and Sullivan(1979)。

72. 更明确地说：下面讨论的流代数的应用与夸克无关。但在随后章节关于新物理学应用的讨论则不是这样。见Bjorken and Nauenberg(1968, 254-255)。

73. Gell-Mann and Lévy(1960)。

74. Goldberger and Treiman(1958)。

75. 这些应用主要集中在诸如π介子(和K介子)与核子散射、π介子光生和光子束作用引起的π介子光生和π介子的产生，以及K介子和奇异重子的弱衰变等低能极限过程中。有关的综述和原始论文的复印件，见Adler and Dashen(1968)第2、3章。

76. Adler and Dashen(1968, 138)。

77. 正如盖尔曼指出的(Gell-Mann 1962b, 1080-1081)，由对易关系导出求和定则在非相对论量子力学是常规做法。不幸的是，当理论家们试图将这一方法推广到适用于高能物理的相对论性情形时，他们发现，在一般情况下，各种实验上无法了解的过程对求和定则有着重要贡献。1965年初，两名意大利理论物理学家证明(Fubini and Furlan 1965)，如果在一种特殊的运动参照系下来进行计算，就可以克服这些过程的影响。在这种参照系下，质子态的动量无限大，故这种参照系也称为“无穷大动量参照系”。这项技术的发明大大解放了求和定则的运算(见Bjorken and Nauenberg 1968, 242-244)。

78. Adler(1965), Weisberger(1966)。

79. Cabibbo and Radicati(1966)。

124 80. Gilman and Schnitzer(1966)。

5　标度无关性、硬散射和夸克-部分子模型

125　恰当地说，新物理学始于加利福尼亚州。20世纪60年代末，人们在斯坦福线性加速器中心(SLAC)实验中观察到新物理学现象的第一个发现：标度无关性。[1]这一发现本身的环境是本章第1节的主题。第2节描述由理查德·费恩曼“部分子”模型给出的对标度无关性的解释，旨在探讨费恩曼做法的核心类比。第3和第4节综述如何运用部分子模型来说明SLAC上的电子散射实验和欧洲核子研究中心(CERN)质子同步加速器(PS)上的中微子散射实验。这些应用给出了费恩曼的部分子模型与盖尔曼和茨威格的夸克模型之间的区别。第5节概述部分子模型对其他轻子-强子过程的应用，以及对CERN质子-质子对撞机(ISR)上第一轮纯强子-强子反应实验中观察到的出乎预料的硬散射现象的说明。在70年代里，部分子模型予以解释的这些实验现象构成了新物理学的经验基础。部分子模型本身则归入描述强相互作用的规范场论——量子色动力学，对此我们将在第7章中予以描述。

5.1　SLAC上的标度无关性现象

1957年，斯坦福线性加速器中心首次正式提出建造22 GeV，两英里长的电子直线加速器计划。该项目于1962年开始实施，1967年1月实现了设计能量出束，由此物理实验开始启动。[2]在这一时期，国际上已经有几台低能电子加速器在运行，但它们对高能物理的发展基本上没产生重大影响。正如前一章所述，电子束实验的主要目标是探索强子共振态的详细属性。

在1967年7月SLAC批准的19个实验项目当中，有3项实验方案是由三方——SLAC、加州理工学院(Caltech)和麻省理工学院(MIT)——合作申请的。[3]这些方案构成了新加速器上经典的第一轮实验内容。其设想是“为谱仪的试运行提供条件”（这里的谱仪是指用于测量散射电子的能量和动量的主要实验仪器）；并“提供对今后项目研究有用的基本截面的普查”。[4]这些实验的目标是测量电子和正电子与质子的弹性散射，以及电子-质子的非弹性散射。虽然标度无关性现象是在这些实验的最后才发现的，但我们先予以讨论以便提供一些必要的概念基础。[5]

126

电子-质子弹性散射

弹性散射过程是指束与靶粒子在过程前后保持自身性质不变且没有新粒子产生的一种过程。如果用符号来表示，电子-质子的弹性散射过程可写成ep→ep。通常认为电子不参与强相互作用。因此在分析电子散射过程时，通

常假设束粒子与靶粒子之间主要是电磁相互作用。这种作用可用入射电子与靶质子之间交换一个单光子来描述(图5.1)。

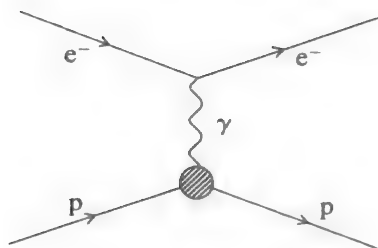


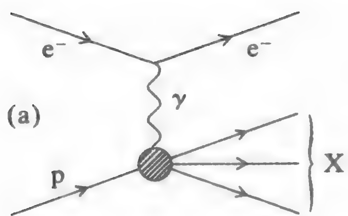
图5.1 电子与质子之间通过交换单光子发生弹性散射

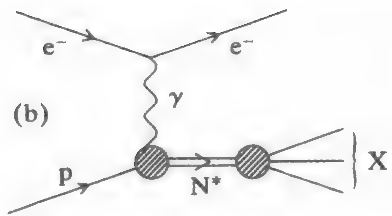
人们之所以对电子-质子散射实验有浓厚兴趣，是因为一般认为电子-光子相互作用过程能够用量子电动力学来充分理解。因此实验测量的目的是探索光子-质子相互作用的细节。正如5.2节中要进一步讨论的，根据量子电动力学，在一阶近似下，参与相互作用的电子可看做是无结构的点粒子，其空间体积无穷小；而质子因为参与强相互作用，因而是有结构的，并具有有限的空间体积。这样，电子-质子散射测量可看成是对质子结构的探测，具体来说，是对质子电荷分布的探测。

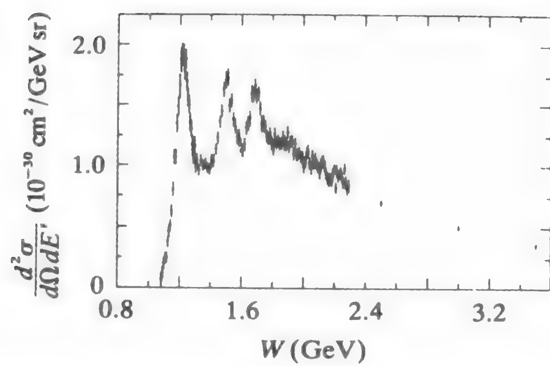
斯坦福实验室的第一次电子-质子散射测量是用SLAC的前身——低能电子加速器——来进行的。这些早期实验廓清了电子-电子弹性散射与电子-质子弹性散射之间的重大差异。结果表明，后者的大散射角截面远远小于前者的结果(见后文图5.4)。电子常常被其他电子大角度散射，而电子-质子的散射截面峰值则在小角度位置。用不太精确但富于启发的语言来讲，电子似乎表现得像“硬”物体，彼此间发生猛烈反弹；而质子似乎是“软”物体，对过往粒子只是给予温柔的轻推。这就是“硬散射”和“软散射”两词的由来，它们分别刻画了旧物理学和新物理学的许多现象。更专业点说，量子电动力学预言的电子-电子散射截面对观察角的依赖关系是以点状电子为前提的，而在物理学家看来，电子-质子散射横截面对观察角的依赖关系则更像熟悉的光衍射现象。事实上，在前SLAC年代里，人们对电子-质子弹性散射数据的公认解释是：质子是一种弥漫扩散的介质，它使入射的电子束发生衍射。由于在物理光学里，衍射体尺寸与它产生的衍射图案形状之间可以有明确的联系，因此电子-质子散射数据表明，质子的线径约为10^{-13}cm。

127

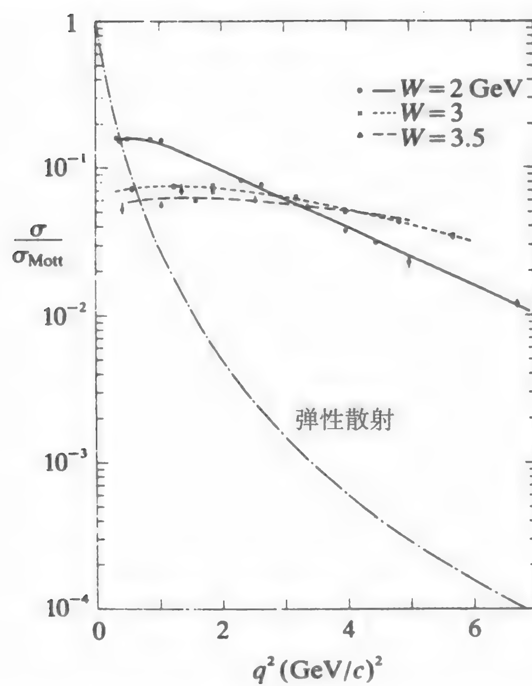
1961年，霍夫斯塔特(R. Hofstadter)因斯坦福大学电子散射方面的开创性工作被授予诺贝尔物理学奖。SLAC-MIT-Caltech的实验在当时最高能量条件下进行电子弹性散射测量，但并没有什么重大发现。[6]就本章的目的而言，要注意的一点是，观察到的电子-质子散射截面在高能条件下仍具有衍射特征峰，因此质子的弥漫扩散结构仍是可识别的。


e⁻
e⁻
(a)
γ
p
X


e⁻
e⁻
(b)
γ
p
N*
X



$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}$ (10^{-30} cm^2/GeV sr)
2.0
1.0
0
0.8
1.6
2.4
3.2
W (GeV)



1
10^{-1}
10^{-2}
10^{-3}
10^{-4}
$\frac{\sigma}{\sigma_{\text{Mott}}}$
$W = 2$ GeV
$W = 3$
$W = 3.5$
弹性散射
0
2
4
6
q^2 (GeV/c)^2

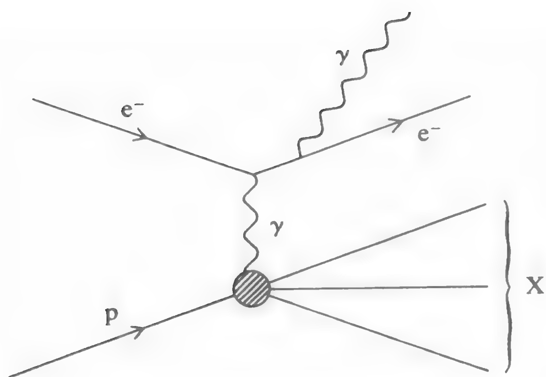


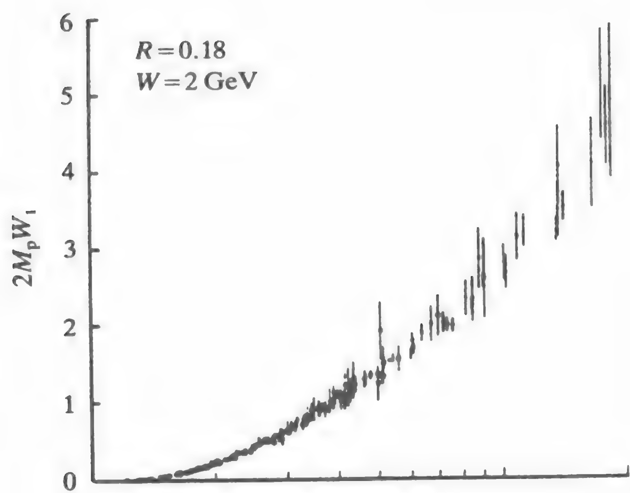
图 5.5　电子的能量和动量因光子辐射而损失

以前曾是场论专家，对流代数相当熟悉，[13]曾经有一项任务让他变得特别“痴迷”：预言电子非弹性散射的行为。通过对各种非严格的观点的考察——主要是考虑了中微子散射流代数的求和法则的修订版——他得出结论：“唯一可信的猜测”是非弹性截面可能较大。实验证明它们确实如此。[14]他还获得了第二项甚至更多的定量结果，大致可罗列如下。1964 年，斯坦福大学理论物理学家德雷尔(S. D. Drell)和瓦莱卡(J. D. Walecka)证明了，一般情况下，电子-质子非弹性散射截面可以用两个称为“结构函数”的独立的量 W_1 和 W_2 来表示。[15]在原则上，这两个结构函数每个都是两个独立运动变量(通常取为 q^2 和 ν，其中 ν 是电子在碰撞过程中损失的能量)的函数。比约肯经过流代数计算推断，在适当的运动学极限下，q^2 和 ν 会变得很大，但它们的比值固定不变(后人称这个极限为“比约肯极限”)；W_1 和乘积 νW_2 不独立依赖于 ν 和 q^2，而是 W_1 和 νW_2 均为比值 ν/q^2 的函数：如果画出 W_1 和 νW_2 对变量 $\omega = 2M\nu/q^2$ (M 是质子质量)的函数曲线，那么两条曲线各自为单一曲线。[16]

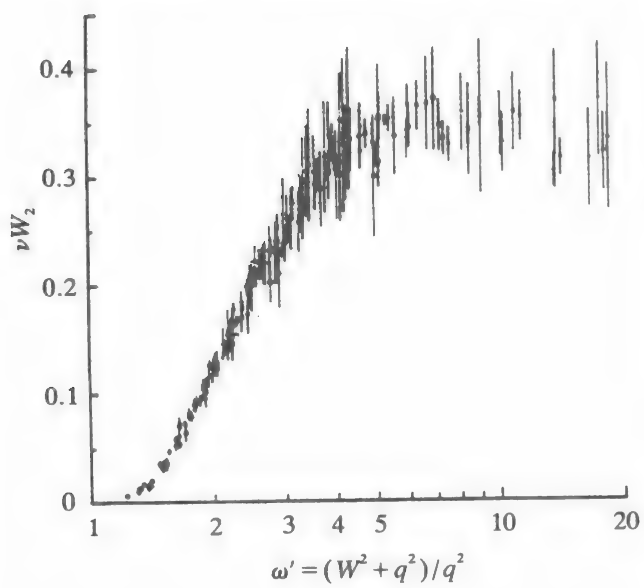
正为观测结果所困惑的 SLAC - MIT 实验者们很快在比约肯的说服下按 ν/q^2 处理了他们的数据。这些数据确实显示出所要求的特点，至少对于那些大于 1 ~2 GeV 的 ν 和 q^2 的值，即所谓“深度非弹性”区域的数据，近似如此。作为说明，图 5.6 显示了 W_1 和 νW_2 的普适曲线。[17]这就是被称为“标度无关性”曲线——通过 q^2 的适当定标，不同 ν 的数据点显示出相同的分布特性——他们揭示的这种现象后来被称为“标度无关性”现象。顺带提一句，值得注意的是，图 5.6 的横轴变量 ω' 与比约肯选取的标度无关变量 ω 密切相关但不完全相同。[18]如果是用 ω 来作图，那么标度无关性只是对恰当的现象才显示得较为清楚。ω' 是所谓的“改善了的标度无关变量”，用来显示严格意义上的标度无关现象。随着量子色动力学(第 7 章)的出现，理论家开始对偏离严格标度无关性的测量感兴趣，使用改进了的标度无关变量已变得不再时髦。因此为简单起见，在下面的叙述中我将用 ω 作为标度无关变量。

132

原本令人费解的观察结果一旦转变成对标度无关性现象的发现，SLAC-MIT的实验者们便决定立即将研究结果公开。第一篇报告是在 1968 年 9 月的维也纳高能物理大会上做的。SLAC 的项目负责人沃尔夫冈·帕诺夫斯基(Wolfgang Panofsky)在报告中提到了深度非弹性散射数据的标度无关特性，[19]但当时并没有引起与会者的注意。[20]原因是尽管比约肯的方法有效，但标度无关性的意义仍不清楚。对于不熟悉流代数广谱性质的实验者和许多理论专家来说，比约肯的计算甚至谈不上启发性：这种代数在他们看来深奥得不可思议。但到了 1969 年，当深度非弹性散射数据出现在相关的专业期刊上时，高能物理学界的反应就非常热情踊跃了。[21]这是因为加州理工学院理论物理学家理查德·费恩曼的介入，1969 年的高能物理理论的语境已然转变。



R = 0.18
W = 2 GeV
$2M_pW_1$
0
1
2
3
4
5
6



νW_2
0
0.1
0.2
0.3
0.4
1
2
3
4
5
10
20
$\omega' = (W^2 + q^2)/q^2$

5.2 部分子模型

1968 年下半年，在维也纳会议后不久，费恩曼曾到斯坦福线性加速器中心做短暂访问。在那里，他为标度无关性提供了一种“部分子模型”的解释。要详细说明这一成果，恐怕得用上许多页文字，因此在这里，我主要描述费恩曼取得部分子模型的路径，并说明如何将它应用到深度非弹性电子散射上。[22]

费恩曼是一位领袖级场论物理学家，我们已经论述了他在量子电动力学重整化和描述弱相互作用的 V-A 理论等方面的工作。在 60 年代，他还试图发展能够应用于强相互作用的场论方法。虽然我们在第 3 章已讨论过场论在用于强相互作用时遇到的一般障碍，但在这里用更适合费恩曼处理的方法予以重新阐述将是有益的。

134 我已经提到过，电子可看做无结构的点状粒子，而质子则有结构，这些条件对场论物理学家来说特别有意义。为了解释这一点，让我们先从电子谈起。考虑一个可在空间自由运动的电子。如果不存在电磁相互作用，那么这个电子的费恩曼图如图 5.7(a)所示，它相当于数学空间里的一个点的运动。如果考虑电磁相互作用，譬如电子在运动中可以发射和重新吸收光子，而光子本身又可以与正负电子对之间来回地转化，那么情况就复杂了。图 5.7(b)显示的是电子发射和重吸收一个光子，它可由量子电动力学的一阶近似来描述；图 5.7(c)显示的是如何用二阶近似来描述光子本身转换为电子正电子

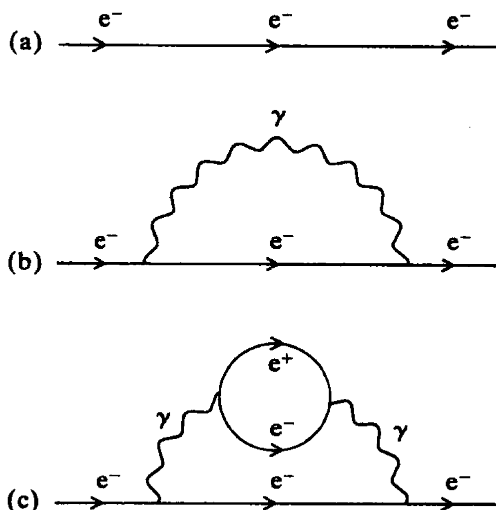


图 5.7 不同情形下的费恩曼图：(a)无相互作用电子；(b)辐射出并再吸收一个光子；以及(c)光子转换为正负电子对

对。在量子电动力学的更高阶的近似下，系统将会出现更多的光子和正负电子对。因此，如果考虑到这些高阶近似项，电子将不再能被看成单个的点状实体，而是必须视为空间弥散的包含电子、正电子和光子的云。它们共同携带物理上观察到的电子的量子数、能量和动量。但由于电磁相互作用很弱（即[135]精细结构常数很小），对图 5.7(a)的这些高阶修正只能表示为小扰动。物理上说，它相当于是说：从最实用的目的考虑，将电子视为点粒子就足够了。这正是场论将电子看成是无结构实体的意义所在。

对质子（或任何强子）可以采用类似的讨论。图 5.8(a)显示的是一个无相互作用的质子在空间的运动。然而，如果考虑质子的结构，那么强相互作用和电磁相互作用就都必须考虑进来。例如在 3.3 节讨论的强相互作用场论中，介子与核子-反核子就会出现如图 5.8(b)和图 5.8(c)所示的情形。由于强相互作用的缘故，质子在场论显示中表现为空间弥散的由核子、反核子和介子组成的云。在到目前为止的讨论里，电子和质子之间的类比是精确的。但如果认识到强耦合常数很大，如 3.3 节所解释的那样，微扰展开序列里的各项越往后越大（而不是像在量子电动力学情形下那样越往后越小），那么这种类比就不成立了。因此从场论的观点看，将质子看成是如图 5.8(a)那样的无结构实体的依据是不充分的。所有高阶扰动项——如图 5.8(b)和图 5.8(c)以及[136]其后无穷多的更复杂的项——都必须考虑进来。场论中的质子具有内在的复杂结构，所有短寿命的粒子云都对构成有贡献。

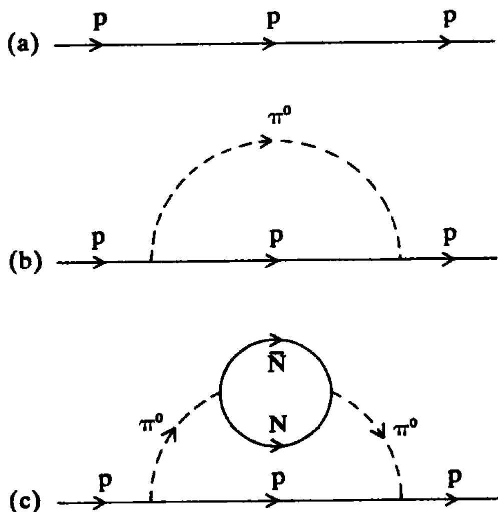


图 5.8　不同情形下的费恩曼图：(a)无相互作用质子；(b)辐射出并再吸收一个 π 介子；以及(c)π 介子转换为核子-反核子对

这就是场论物理学家费恩曼所面临的局面。在某种意义上，质子结构的场论图像是乐见的。大约 10^{-13} 厘米大小的有限体积可以解释为什么电子-质子弹性散射截面会随动量转移逐渐减小。但另一方面，这个图像又最不受欢迎。质子必须看成是粒子云而不是单个粒子，这一点使得场论物理学家的任务变得更加困难，并构成放弃传统场论方法而趋向强相互作用物理的另一个原因。不过，费恩曼不是那么容易却步。他认为质子(和所有强子)确实是由无数粒子构成的云。在关于介子与核子的场论里，云里包含介子、核子和反核子；而在夸克理论里，云里包含的是夸克和反夸克。费恩曼是一位不可知论者：他只是简单地假定粒子群含有量子数不详的实体，称它们为“部分子”。

假设，费恩曼推理道，我们考虑两个高能质子之间的碰撞。由于它们具有高的相对速度，因此每个质子看到的对方将是一个因相对论效应而沿运动方向收缩成的盘或饼状体。此外，由于强相互作用的短程性质，两个盘体之间只有很短时间的相互作用，在此期间它们实际看到的是一张冻结了的“部分子”快照。因此费恩曼设想，可以将高能强子碰撞看成是发生在两个盘体中的**个别部分子**之间的事例，由于实际相互作用的时间非常短，因此每个盘体**内部**部分子之间的相互作用可忽略不计，就是说，在发生高能碰撞的瞬间，每个质子内的部分子都是独立的、准自由的实体。这一图像构成部分子模型的基础。用专业术语来说，所谓将现在的相对论性质子看成是冻结的圆盘是指使用“无穷大动量参照系”（1965 年引入到流代数计算的一种数学工具），[23] 而所谓将部分子看成是自由粒子无非是指“冲激近似”（学核物理的人熟悉这一概念）。

在 60 年代中期，费恩曼发展了这一图像，以期理解强子的相互作用。在他 1969 年第一次发表这一工作的文章中，他谈到了如何分析高能强子软散射过程中多粒子产生的问题。[24] 但是这个问题属于雷吉模型研究领域，[25] 而部分子模型则在电子深度非弹性散射方面找到了用武之地。在他 1968 年访问斯坦福直线加速器中心期间，费恩曼意识到这一点。尽管他对强子软散射的分析只是定性的和直观的，[26] 但他可以为标度无关性现象提供一个非常简单和直接的部分子模型解释。他将深度非弹性散射看成一个入射电子发射一个光子，而后这个光子与**单个自由部分子**发生相互作用的过程(图 5.9)。在构造上，每个部分子本身是一个无结构粒子，它与光子相互作用时表现得就像一个电子。这样，如图 5.4 所示的电子-质子散射的动量转移依赖关系与电子-电子散射的动量转移依赖关系之间的相似性立即可用于部分子模型。此外，结构函数 W_1 和 W_2 的数学定义亦可作如下修正：对于给定的标度无关变量 ω 的值，每个函数仅在受碰部分子携带质子总动量的 $x = 1/\omega$ 时各自得到一个值。于是，实际上，结构函数量度的是质子内部分子的动量分布，这个量度只取决于 ω，

137

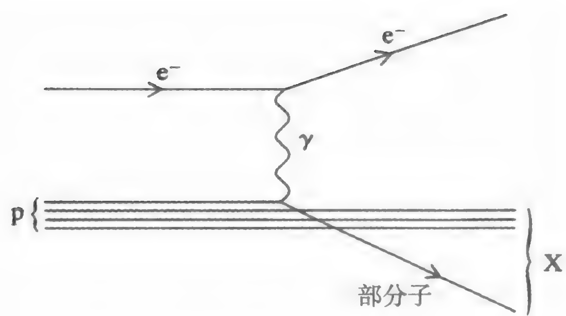


图 5.9　深度非弹性散射的部分子模型

是不同的实验领域。组分夸克模型在低能共振物理学方面获得了巨大成功，而部分子模型则应用于新发现的高能、大动量转移的散射现象。虽然人们尝试用共振求和的概念来解释标度无关性，但它显然无法按照自由部分子的概念来解释强子谱的细节。

其次，所谓部分子模型在解释标度无关性方面的“有效性”也需要说明。正如我们下面将会看到的，粒子物理学家很快就将部分子认同为夸克，并由此产生一个不幸的后果。标度无关性的夸克-部分子解释要求在电子-质子相互作用中受撞击的夸克表现得像个自由粒子。如果这种夸克始终表现为自由粒子，那么人们会认为它是从部分子内部被打出来的，因此应当出现在碰撞碎片里。但是，如同在其他类型反应的情形下一样，人们并没有在电子散射的终态里观察到夸克。电子散射的碎片只是一簇正常的强子，这种现象必须通过添加一些假设到部分子模型才能解释。这一假设简单来说就是，虽然在初始的硬相互作用中夸克表现得像个自由粒子，但它必须持续经历软的、低动量转移的、与伴随部分子之间的强相互作用；这些相互作用将以某种方式确保强子和夸克不会出现在终态；而且这些软性的相互作用被认为对于标度无关性本身的解释是无效的。这种假设是不可避免的，理论上也不尽合理，但是，随着夸克-部分子模型成为越来越多的粒子物理学家实践的中心内容，高能物理学界也不得不学着与这种不令人满意的状态共处。

5.3 部分子、夸克和电子散射

现在，我们可以从部分子模型的概念基础转到它的历史演变上来。虽然这个模型是费恩曼提出的，但在1972年之前，他并没有发表过关于标度无关性分析方面的文章。[32]另一方面，SLAC则采用部分子模型，并于1969年由比约肯和帕肖斯(E. A. Paschos)最先在高能物理学界发表了这方面的论文(文章对费恩曼表示由衷的感谢)。[33]随后，阐述该模型基本形式的大量的理论工作和唯象研究迅速涌现。[34]在费恩曼的带动下，场论理论家开始将场论方法运用于强相互作用领域，并一干就是十多年。我们将在第7章看到，这一工作最终导致了量子色动力学的建立。在本章中，我将基于两个原因而集中讨论部分子模型的唯象运用，首先是因为这个模型能够给出SLAC上实验方案的结构和连贯性，正像肯德尔和帕诺夫斯基在1971年所阐述的那样，这个模型“为目前规划的几种实验方案提供了动机”；[35]其次是因为夸克与部分子的同一性构成了标度无关性的唯象分析所必需的基础。

141

费恩曼的初步分析表明，无论部分子的性质如何，标度无关性现象都应该在深度非弹性散射中被观察到。因此，随后的唯象性工作主要集中在如何使现有实验数据与更严格规定的部分子属性取得切合的匹配这一目标上。这

是因为，结构函数除了标度无关性的特性之外，其大小和形状均可以在各种测量过程中被测得。每种部分子对总的结构函数的贡献可按量子电动力学计算出来，且仅与部分子的自旋和电荷有关。因此人们认为，通过对不同结构函数的测量就可以得到部分子量子数的信息。

例如，我们从量子电动力学可以直接得到这样一个结论：电子-质子散射的结构函数 W_1 和 W_2 的相对幅度仅取决于部分子的自旋。如果部分子的自旋为 1/2（如对夸克预期的那样），那么由 W_1 和 W_2 复合而成的数学量"R"在比约肯极限①处为零；如果部分子的自旋为 0 或 1（按预期，如果质子云包含基本介子），则 R 不等于零。[36]起初，SLAC 的数据不足以确定 R，但随后的测量涵盖了更广的能量和动量转移范围，由此算得 $R = 0.18 \pm 0.10$。[37]按照 SLAC 理论家弗雷德·吉尔曼（Fred Gilman）在 1972 年发表的评述性文章中的说法，这个量"相当小"，"如果考虑到可能的系统误差，将有 $R = 0$，虽然这不太可能"。[38]在没有比将自旋 1/2 夸克作为质子成分更好的理论的情形下，吉尔曼继续评论道，"由于实验表明 R 很小，因此我们认为部分子的自旋主要为 1/2"。[39]除了对电子-质子散射进行测量之外，SLAC-MIT 的物理学家们还测量了电子-氘核散射以及 μ 子被质子和氘核的散射。观察表明，在所有这些过程中，深度非弹性标度无关性均成立，这与将部分子视同自旋 1/2 的粒子是一致的。[40]理论家几乎毫无困难地得出结论：这种自旋 1/2 的粒子很可能就是夸克。

142

人们从单个结构函数的检验中搜寻着有关部分子量子数的更多信息。根据量子电动力学，每种部分子对总结构函数的贡献应与其电荷平方成正比。例如，夸克 u、d 和 s（电荷数分别为 +2/3、-1/3 和 -1/3）的相对贡献比例应为 4/9、1/9 和 1/9（与携带单位电荷的部分子的贡献为 1 相比）。因此，假定组成质子的部分子成分已知，那么就可以对质子的结构函数作出估计。但由于部分子的动量分布是预先未知的，因此这种估计涉及结构函数的总的大小，即需要在整个范围内（即图 5.6 曲线下的面积）对标度变量 ω 进行数学积分。

这些估计被证明是有错的。三成分（uud）夸克-部分子模型要比实验测得的质子结构函数高估了约两倍。中子结构函数可以从电子-氘核的深度非弹性散射测量值中提取出来，[41]组分夸克模型认为，中子是三夸克 udd 的复合体，因此其结构函数同样比实验值高估了两倍。但部分子模型正是在这种逆境中蓬勃发展的。费恩曼的质子和中子的基本图像是包含大量部分子的云，但理论界认为这种云只含 3 个夸克是不符合实际的。于是人们对模型做了相应的

① 见本书边码 131，208 处相关内容。——译注

改进，即将夸克-部分子云分成两部分。一部分中的夸克数目极少，譬如说仅满足构建强子 SU(3) 量子数所需的最低要求。这些夸克称为“价”夸克(明显是比照原子模型而来)。另一部分包含夸克-反夸克“海”：SU(3)单态云含有无穷多对 $q\bar{q}$ 。虽然价夸克成分与海夸克成分的相对大小不能预先计算出来，但夸克海的引入为理解结构函数的唯象分析结果提供了额外的灵活性。然而，即使理论上允许存在任意数量的海夸克，理论家们发现，他们仍然高估了实测的结构函数。[42]

理论家们锲而不舍，他们进一步改进夸克-部分子模型，为此引入“胶子”到质子的组分里。这么做的理由是，如果核子只是由无相互作用的夸克组成，它们必然会散架。因此应当有某种相互作用实体将夸克“黏”在一起。143 例如，按场论的说法，某种其他类型粒子必须与夸克相互作用，以便提供必要的夸克之间的吸引力。这种假设性的粒子就是后来人们常挂在嘴边的“胶子”。[43]麻省理工学院的两位理论家，维克托·韦斯科普夫和朱利叶斯·库提(来自布达佩斯厄特沃什大学的客座教授)，在认真研究了胶子的概念后于1971 年提出了具体的结构函数。[44]他们假设胶子是电中性的，不会直接与电子散射；但胶子会分享质子和中子所携带的总动量。因此，在电子散射实验中，胶子是质子和中子体内重要但看不见的组成部分。考虑胶子成分的目的仍是要减小对结构函数的过高估计。像 $q\bar{q}$ 海一样，在库提-韦斯科普夫模型中，胶子成分是自由参数。这样，随着解释自由度的进一步提高，人们发现有可能实现对 SLAC 数据的“合理的定量拟合”。[45]

虽然到了这个阶段，但夸克-部分子模型也存在过度阐述它要解释的数据的危险。评论家很容易认定，夸克海和胶子成分只是为专事解释而引入的概念，旨在协调夸克的预期性质与实验结果的矛盾。场论物理学家可以争辩说，这种夸克海和夸克胶在任何明智的夸克场论中都是需要的(虽然他们还没有为这种理论提出实际的候选者)，但 60 年代末和 70 年代初的粒子物理学家并不是场论专家，许多人公开表示对这种概念持怀疑态度。要说服整个高能物理学界接受部分子模型的有效性，以及认同部分子与夸克的同一性，还需要提供更多的东西。中微子散射实验提供了所需的这一切。

5.4 中微子物理

理论家迅速拓展部分子模型的进展之一缘于中微子(和反中微子)的核子散射实验。[46]中微子散射的描述需要三个独立的结构函数(正像描述电子散射需要两个结构函数)，除此之外，中微子与部分子之间的弱相互作用可看做类似于电子与部分子之间的电磁相互作用。[47]这一点可从图 5.10 看出来。图中中微子-部分子散射通过交换 W 子(见第 3.3 节)来描述，它可看做是对图 5.9 的

类比。从理论上说，中微子散射与电子散射之间的主要区别在于二者对部分子量子数的依赖关系不同：对于后者，耦合到部分子电荷的是光子；而在前者，耦合到部分子弱荷的是 W 子。因此理论家们认为，如果将电子散射数据与中微子散射数据综合起来(假定标度无关性对于后者成立)，那么我们就可获得比单纯电子散射多得多的信息。 144

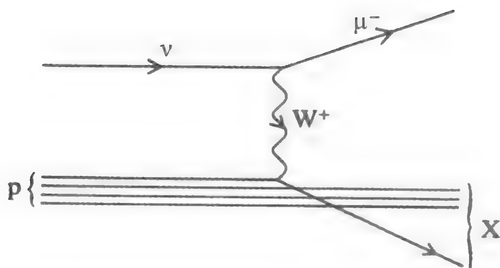


图 5.10　部分子模型下单举的中微子-部分子散射图像

从实验角度看，电子散射和中微子散射的重要区别还表现在反应率上。中微子事例由于传递的是弱作用而不是电磁相互作用，因此极为罕见，难以观察到。在加速器上进行的第一个中微子实验是在 60 年代初，当时用的是布鲁克海文国家实验室的 AGS 和欧洲核子研究中心 PS 产生的二次中微子束。[48] 这些实验有三方面的目的：验证在高能物理领域进行中微子物理研究的技术可行性；探讨“两中微子假说”和搜寻 W 子(传递弱作用的中间矢量玻色子)。[49]第一和第二个目标最先在布鲁克海文国家实验室的实验上得以实现，随后很快在欧洲核子研究中心得到进一步证实：由中微子引发的事例被查实，两中微子假说得到确认。所谓两中微子假说是指存在两种不同的中微子 ν_e 和 ν_μ，它们分别称为电子中微子和 μ 中微子。[50]但在搜寻 W 子这一点上，第一轮实验没获成功。[51]为此人们在 60 年代里进行了更多的中微子实验。这些实验大部分是在欧洲核子研究中心进行的，中微子物理在那里成为特产，但他们现在针对的是更世俗的主题：“弹性”中微子散射(例如 $\nu n \to \mu^- p$)和共振产物。[52] 这些独有的实验(其中只产生少数粒子，但所有产物都需经实验查实)是当时理论上的主要兴趣所在。[53]

正是在这种形势下，部分子模型进入了人们的视野。1969 年，部分子模型的建模者开始争辩说，与电子散射相比，非弹性单举中微子散射(其过程可产生任意数目的强子)才是中微子物理真正感兴趣的方面。部分子模型的提倡者构成了中微子实验者的新观众，而后者亦尽最大努力作出回应。有关中微子的最广泛的数据产自 1963～1967 年间在欧洲核子研究中心进行的一系列泡室实验。这些数据的分析重在前述的遍举道方面，但泡室照片不加区别的特 145

性使得单举截面也可以从中提取出。胶片共记录下约 900 个中微子事例。虽然这些事例还不足以提供有关不同 ν 和 q^2 下三个中微子结构函数的详细信息，以便直接检验标度无关性，但已足以检验部分子模型的粗略的预言。比约肯和其他人的工作表明，如果中微子的结构函数的确与标度无关，那么总的中微子散射截面就应当正比于中微子束能。[54] CERN 的实验者分析了相应的数据，并据此于 1969 年 9 月宣布，考虑到很大程度的实验不确定性后，他们得到了束能与散射截面之间的线性关系。[55]

这类研究一直持续到 1971 年法国制造的泡室“加尔加梅勒”在 CERN 投入运行。[56]加尔加梅勒要比此前 CERN 安装的中微子实验用泡室大了近 10 倍，号称可以在相当宽的时间范围内收集到多得多的广泛数据。[57]当 1964 年 2 月首次提出建造加尔加梅勒泡室时，当时强调的是测量遍举过程和搜寻中间矢量玻色子。[58]但随着时间变迁，它的第一轮实验的重点就已开始改变。按后来的 CERN 主任伯纳德·格雷戈里(Bernard Gregory)的话说，加尔加梅勒泡室实验旨在表明高能物理界对 SLAC 数据的反应，同时也反映出部分子模型对即将进行的中微子实验规划的影响。他在 1970 年写道：

> **质子内的点状成分似乎出现反冲。在这里……我们已有的数学图像可能有也可能没有直接的物理意义。这些假设性组分取名“部分子”。在 CERN 上，这种实验可用中微子作为良好的探针来重复进行。在几个月的时间里，通过精细的中微子束和大的加尔加梅勒泡室的联合装备，实验将围绕此新的重要课题展开。**[59]

146

1971 年，加尔加梅勒泡室产生了约 50 万个图像；1972 年 40 万；1973 年 70 万(尽管发生严重故障)；1974 年 24 万；1975 年，也是加尔加梅勒泡室在 PS 运行的最后一年，产生了 25 万个图像。[60]在 1972 年，分别来自 CERN 和欧洲的 6 所大学的 50 多位物理学家组成的实验小组开始分析这些胶片。[61] 1973 年，加尔加梅勒小组发表了第一份结果。[62]他们分析了中微子束实验取得的 95 000幅照片和反中微子束实验取得的 174 000 幅照片，其中约有 2 500 个中微子相互作用事例(中微子事例)和 1 000 个反中微子事例给出了肯定性确认。这些结果已能够表明，散射截面与中微子能量呈线性关系，符合部分子模型的预期，尽管存在少数大于 4 GeV 的事例带来非常大的不确定性。当时，加尔加梅勒小组没有报告对中微子结构函数的全部分析结果，但报告了 W_2 的总体大小(即 W_2 对所有 ω 值的积分)。这是通过中微子和反中微子总截面的差给出的，观测值被引述为 0.49 ±0.03。在部分子模型里，这个值相当于由非相互作用部分子所携带的那部分质子动量。理论家假定，胶子既不参与弱作

用也不参与电磁相互作用，因此他们将加尔加梅勒结果看做是大约有 50% 的质子动量由胶子组分携带——这个结果支持对深度非弹性电子散射情形分析得出的类似结论。

1974 年，加尔加梅勒小组发表了他们对现有中微子和反中微子事例样本更详细的研究结果。[63]文章宣布，他们对数据给出的能量和动量转移的依赖关系的分析表明，其结果与标度无关性是一致的。他们还宣布了两项有关结构函数积分幅度的进一步结果。首先，中微子散射的与电子散射的结构函数 W_2 的比值为 3.6 ±0.3。在部分子模型下，这个比值对部分子的电荷数敏感，实验结果支持带分数电荷夸克的部分子的认定。事实上，夸克-部分子模型预言这个比值为 3.6(18 / 5)，而带整数电荷的部分子假设给出的比值为 2。[64]其次，加尔加梅勒实验小组报告说，结构函数 W_3 的积分值为 3.2 ±0.6。夸克-部分子模型预言的值为 3，对应于模型的三价夸克。同样，对部分子的不同的认定导致不同的数值预言。[65] 147

1975 年，加尔加梅勒实验小组在相关期刊上发表了最为详细的数据。但实际上这些数据在 1973 年的夏季会议上就已初步公布了。[66]当时人们一致认为，部分子模型(包括夸克与部分子的同一)是一种有前途的分析电子和中微子非弹性散射的方法。关于夸克-部分子概念的理论争论——为什么在深度非弹性散射中夸克没有以自由粒子的面貌出现，神秘的胶子组分究竟是什么？——仍在持续。但费恩曼认为这么说不乏理由：“既然有大量证据支持且实验上没有证据反对强子由夸克组成这一概念……那么我们就认定这是真实的。”[67]许多物理学家也正是这么认为的，因此在 70 年代初，夸克-部分子模型成为规划和解释轻子散射实验的核心概念。

5.5 轻子对产生、电子-正电子湮没和强子硬散射

夸克-部分子模型获得的经验支持主要来自早期的电子散射和中微子散射实验。尽管这一模型的应用扩展到其他某些过程，但到了 60 年代后期，从这些过程中能够得到的实验信息已经很少。不过一旦时机成熟，这些实验全都构成了新物理的重要环节。

单举轻子对产生

单举轻子对产生过程 $pp\to l^+l^-X$(其中“l”代表电子或 μ 子，“X”代表任何强子)在夸克-部分子模型里很快获得概念上的理解。这一过程如图 5.11 所示，它可以看成是一个夸克和一个反夸克(来自靶质子的或束的海)湮灭形成一个光子，这个光子再物化为轻子对。许多作者，尤以 SLAC 的理论物理学家西德尼·德雷尔(Sidney Drell)和颜东茂(Tung-Mow Yan)最有影响力，他们

利用量子电动力学来估算光子产生和衰变的概率，并用实验测得的深度非弹性散射结构函数规定了部分子的动量分布，从而给出了适当的截面估计。[68]

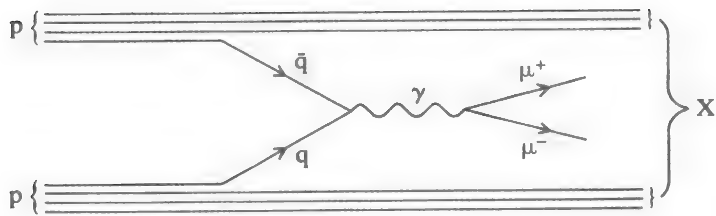


图 5.11 部分子模型下的轻子对产生

实验上，适当的测量非常难做。主要困难在于要从高能质子-质子碰撞产生的大量强子中检测出预期的少数轻子对。在 60 年代末和 70 年代初，唯一相关的数据来自 1968 年布鲁克海文 AGS 上的实验。[69]这个实验是由哥伦比亚大学的莱昂·莱德曼(Leon Lederman)及其同事进行的，主要目的同 60 年代的中微子实验一样，是要寻找中间矢量玻色子。[70]哥伦比亚大学的双轻子实验没有发现任何中间矢量玻色子，但却为部分子模型专家带来惊喜。他们发现散射截面差不多按轻子对总质量的六次方下降，德雷尔-颜模型给出了这一行为的“定性上正确的描述”。[71]比模型预测结果与实验数据定性符合更重要的是，哥伦比亚大学的实验表明，测量高能轻子对在技术上是可行的，部分子模型使这些实验变得非常有趣(即使没有找到中间矢量玻色子)。人们沿着类似的路线规划了进一步的实验。关于这一领域的发展我们将在本书的第三部分再做综述。

148

电子-正电子湮灭

在夸克-部分子模型里，电子-正电子湮灭生成强子的过程如图 5.12 所示。[72]这里，电子和正电子湮灭成光子，后者物化为夸克-反夸克对。这是部分子模型计算的所有过程中最简单的情形：由于夸克和反夸克的动量可通过动量守恒精确地测定，因此没必要借助于实测结构函数给出的动量分布。当然，为了解释产生的夸克在强子内是如何重新排布的，一些假设仍是必需的，但理论家遵循常规路线并断言，这种重组不会影响到部分子模型的预测结果。在 60 年代后期，关于电子-正电子湮灭的主要信息来源于 ADONE 正负电子对撞机，该机器于 1967 年在意大利弗拉斯卡蒂开始运行。ADONE 的早期数据至少证实了夸克-部分子模型的一般性预言。[73]然而该模型无法在定量上解释实验数据。这种情形促使理论家赋予夸克以另一种特性，即所谓“色”。关于“色”的讨论我们放到第 7 章，届时将与夸克和部分子模型的其他发展联系起来进行。

149

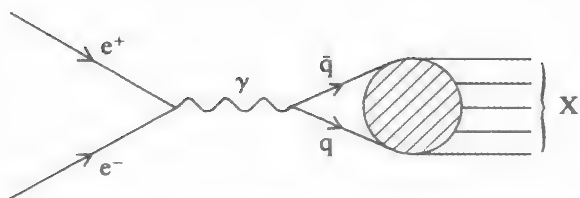
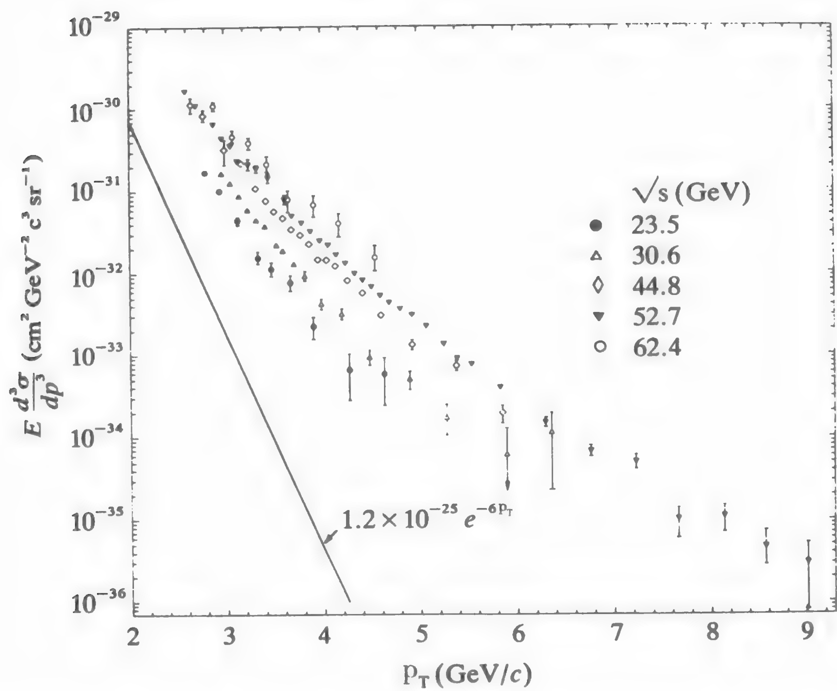


图 5.12　部分子模型下的电子-正电子湮灭产生强子



10^{-29}
10^{-30}
10^{-31}
10^{-32}
10^{-33}
10^{-34}
10^{-35}
10^{-36}
$E\frac{d^3\sigma}{dp^3}$ (cm^2 GeV^{-2} c^3 sr^{-1})
$\sqrt{s}$ (GeV)
23.5
30.6
44.8
52.7
62.4
$1.2\times10^{-25}\,e^{-6p_T}$
2
3
4
5
6
7
8
9
p_T (GeV/c)

定量的分析时，问题出现了。人们发现，大 p_T 截面要比部分子模型早先计算的结果大几个量级。这并不奇怪，因为计算中假设强子硬散射是通过夸克与部分子之间交换光子来实现的，这是对上面讨论的其他过程的直接类比。虽然这种假设对与轻子有关的过程是正常的(一般认为这里参与耦合的只是光子和中间矢量玻色子)，但对于夸克则既不正常，也不可信。人们很容易想到夸[151]克之间相互作用是通过交换胶子甚至是普通介子来实现的。此外，如果我们真的认为强子含有胶子成分，那么就还必须考虑胶子与胶子之间发生的硬散射(每个质子出一个胶子)以及胶子-夸克散射等的可能性。

因此，当应用到那些不出现轻子(以保证主要是交换光子或 W 子)的过程时，部分子模型的简单性就大大削弱了。人们不清楚如何将部分子模型扩展到强子硬散射的应用上，也不清楚要从这种扩展中学到什么。[81]但就目前而言，值得指出的重要的一点是，部分子模型的建模者已将兴趣转移到如何对付 ISR 上大的大 p_T 截面这一值得进一步探索的重要的新现象上来。从 1972 年开始，[152]一个明显不同的硬散射实验传统出现了，先是在 ISR 上，随后是在费米实验室和 CERN 的 SPS 上，人们对大横动量强子散射过程进行了仔细研究。在夸克-部分子模型走俏的年代，这一传统沿着深度非弹性轻子散射、轻子对产生和正负电子湮灭等途径，找到了实验物理学研究的新天地。我们会在随后的章节里再次遇见这些传统。

注释和参考文献

1. 我非常感谢斯坦福线性加速器中心的物理学家们为这里和后面章节所进行的讨论提供的热情支持和帮助。我要特别感谢 J. D. Bjorken(现就职于费米实验室)，E. D. Bloom，S. D. Drell，F. J. Gilman，G. Goldhaber(劳伦斯伯克利实验室)，W. T. Kirk，M. L. Perl，C. Y. Prescott，B. Richter，R. Schwitters(现就职于哈佛大学)，R. E. Taylor 和 W. Wenzel (LBL)等人，他们在采访、提供简历和未发表文献等材料等方面给予了慷慨支持。
2. Neal(1968)。
3. 对于 SLAC 早期实验方案的详情，见 Neal(1968，Table 2.3，p. 19)和 Ballam(1967)。
4. STAC-MIT-CIT collaboration(1966，2)。
5. 这里有必要对第二轮实验，即正电子-质子弹性散射实验，做一简单评述。SLAC 机器既可以加速电子也可以加速正电子。正电子实验的目的是探索电子弹性散射与正电子弹性散射之间的差异。如下所述，对于低能实验，通常假设电子与核子之间的相互作用是通过交换单个光子来实现的。在建造 SLAC 时，物理学家认为这一假设可能不再有效，交换两个光子的过程将发挥重要作用(数据的解释相当复杂)。对电子弹性散射与正电子弹性散射进行比较的目的就是要调查这一新的假设是否成立：人们预期双光子交换将使得两个过程的截面之间产生可测量的差异。但实验中人们发现，二者的截面是一样的。

因此物理学家仍将单光子交换作为分析 SLAC 数据的基本前提。

6. Coward et al. (1968), Mar et al. (1968)。
7. 根据加州理工学院一位实验者的陈述，加州理工学院小组退出非弹性散射实验是因为他们“以为这可能得不偿失”。虽然“不存在众人看好的理论”，但像其他人一样，他们预计截面会很小，而且辐射修正(见下文)“会是一个大问题”：实验辛苦漫长但回报甚微(对 B. C. Barish 的采访)。
8. SLAC-MIT-CIT Collaboration(1966, 33-42)。
9. Bloom et al. [1969, 933, Fig. 1(b)]。

153

10. Briedenbach et al. (1969, 935, Fig. 1)。
11. 1981 年 5 月 12 日对 R. E. 泰勒的采访。在原始的实验方案中对(共振产物数据)做必要的辐射修正所带来的潜在困难进行过深入讨论，见 SLAC-MIT-CIT collaboration(1966, 44-58, App. V)。
12. 由于辐射修正相当于从电子中发射光子，因此原则上修正量可以严格按量子电动力学计算出来。然而在实践中出现了两个问题。首先，为使计算可操作，量子电动力学公式只能是在各种物理假设基础上的近似；其次，测得的电子能量无法与辐射修正能量一一对应：各种“真实的”电子能量取决于有多少能量被辐射掉，只能对应于给定的测量值(反之亦然)。这意味着要对给定能量和动量转移下的测量截面进行修正，就需要在能量和动量转移的连续范围内对截面进行测量。但是，实际测量是在这些参数的离散值上进行的，因此必须通过内插处理来填补空白。对 SLAC 数据的第一次辐射修正计算是由麻省理工学院进行的，弗里德曼和肯德尔开发了一种计算机程序，可将例行的校正技术由低能电子-核散射扩展到处理 SLAC 数据。这一程序依赖于一些特定的假设、逼近和插值技术，且计算显示，对大动量转移数据修正并不大。另一种辐射修正模型是由 SLAC 理论家 Paul Tsai 和博士后实验者 L. Mo 开发的。这一模型所设的假设与麻省理工学院的不同，但同样显示出修正量不大。在 SLAC-MIT 小组首次发表的非弹性散射数据里，他们估计数据可能的修正误差大概在 10% (Bloom et al. 1969, 933)。有关辐射修正程序的详细讨论及其原始参考文献，见 Friedman and Kendall(1972, 207-209)。
13. 比约肯未发表的 1959 年的博士论文题目是“量子电动力学和摄动理论格林函数光谱表示的实验检验”。他作为初出茅庐的研究者，与 SLAC 的另一位理论家 S. D. Drell 合作，提出了相对论量子力学和量子场论的标准文本(Bjorken and Drell 1964, 1965)。
14. 阿德勒(Adler, 1966)推导出用于计算非弹性中微子-质子散射积分截面的流代数求和法则。由于弱作用和电磁流在流代数里是相互联系的，因此比约肯认为(Bjorken, 1966a, b, 1967)，对于电子-质子散射可构建类似的求和法则。上面引述的内容源自对比约肯的采访。
15. Drell and Walecka(1964)。一般公式是

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}=\frac{4\alpha^2E'^2}{q^4}[2W_1(\nu,q^2)\sin^2\theta/2+W_2(\nu,q^2)\cos^2\theta/2]$$

154

这里 $d^2\sigma/(d\Omega dE')$ 是所谓“双微分截面”，表示能量为 E' 的电子被散射到给定立体角

Ω 的实测截面；α 是精细结构常数；ν 是电子能量损失 $E-E'$，其中 E 是电子的初始能量，E' 是电子的末态能量；θ 是电子散射角；q^2 是电子和质子之间动量转移的平方：$q^2=4\ EE'\sin\theta^2/2$；W_1 和 W_2 分别是实验上有待研究的截面部分，其他因子只是反映相对论和规范不变性（第 6 章中讨论）的要求。

16. 这个结论是由比约肯首次发表的（Bjorken，1969）。但其实早在 SLAC 实验开始前，比约肯已在一篇未发表的 SLAC 备忘录里隐含了这一结论（Bjorken，n. d.）。（这从开头一句就很明显："本文目的是要用一些纯理论的计算结果来庆祝 SLAC 20 BeV 谱仪的就位。"

17. Gilman（1972，133，Fig. 11）。

18. ω' 定义为等于 $\omega+M^2/q^2$。在大 q^2 处，ω'和 ω 实际上是不可分辨的；在小 q^2 处，二者的差异较大。如果将数据对 ω'做图，标度无关性在这个区域就更加明显。

19. Panofsky（1968）。

20. 对 R. E. 泰勒的采访。

21. Bloom el al.（1969），Briedenbach et al.（1969）。通过对 1969 年到 1972 年间发表的高能物理文献的调查，欧文和马丁（Irvine and Martin，1982b，18，表 3）发现，一年内被引用 50 次以上的实验论文只有 9 篇。其中有两篇来自 SLAC，其余 7 篇分别来自谢尔普霍夫的新 PSS（2 篇）、费米实验室（3 篇）和 CERN 的 ISR（2 篇）。所有这 7 篇报告均是关于雷吉传统最感兴趣的量的测量，实验的能量范围高得离谱。

22. 我要感谢费恩曼教授接受采访并提供传记材料。

23. Fubini and Furlan（1965）。见第 4 章，注 77。

24. Feynman（1969a，b）。这些论文将单举过程和遍举过程等术语引入高能物理。迄今为止，单举测量只是被当作为随后的遍举研究做准备而进行的粗略调查（见上述关于 SLAC 上非弹性测量的评论）。费恩曼用他的部分子概念证明，单举测量本身就可以产生重要信息，因为这缘故，它们应该享有这一响亮的命名。

25. 关于软散射强子的多粒子产生理论发展的综述，见 Landshoff and Polkinghorne（1972）和 Aurenche and Paton（1976）。费恩曼从部分子概念导出的系统特征通常用扩展了的雷吉理论（称为米勒-雷吉方法）来解释。

26. 正如费恩曼本人所说的（Feynman，1969a，1415）："与单个论据比起来，我更相信这些结论，因为它们让我感到它们具有一种内在的一致性。这种一致性令我十分惊讶，它要比我给出的暗示其存在的演绎性论据的一致性更自洽。" 155

27. 自然，流代数理论家们采纳了比约肯的做法，盖尔曼的"光锥代数"也特别有影响力（见第 7 章）。流代数的这些结果依赖于基本场的选择，这与前一章里讨论的结果不同。当采用夸克场（即携带夸克量子数的场）的观点时，部分子模型的许多结果可以在流代数下再现。而那些不能再现的结果，如第 5 节讨论的对纯强子硬散射的解释，则受到纯理论专家的怀疑。然而，SLAC 的理论家弗雷德·吉尔曼曾这么说道（Fred Gilman，1972，141）："即使夸克-部分子模型最后在这方面失去作用（超越了流代数的前提条件），它无疑仍是一种非常有益的导引和记忆，它在那些其他方法不适用或失败的地方提供一种直觉，并给出了对深度非弹性现象的一种统一的思考方式。" 随着量

子色动力学的出现，这两种方法之间的概念区别或多或少地消减了，虽然这两套技术仍有区别。量子色动力学不仅涵盖了部分子模型，并且为流代数对易式提供了一种解释。除了流代数和部分子模型，其他理论家根据各自爱好还尝试过许多理解标度无关性的方法。这方面的综述见 Friedman and Kendall(1972, 235 - 246)。

28. 例如，见 Bjorken(n. d. , 1; 1966a, 305)。
29. Bjorken(n. d. , 8)。
30. Kendall and Panofsky(1971, 61)。
31. 例如，见 Kogut and Susskind(1973), West(1975)和 Wilson(1977)给出的述评。威尔逊将 SLAC 上非弹性散射实验追溯到 20 世纪 20 年代加州理工学院杰西·迪蒙(Jesse DuMond)的实验。迪蒙测量了金属对 X 射线的散射，并根据金属内电子的动量分布来解释他的数据，这与根据核子内部分子动量分布来解释 SLAC 标度无关性数据可谓异曲同工之妙。威尔逊指出，原子核对电子的非弹性散射数据也可以根据核内核子的动量分布信息来理解。这个过程的数据，经这样解释之后，已被用来提供原子核“壳”结构的重要信息。威尔逊将费恩曼对部分子模型的发明直接归因于类比的作用(Wilson, 1977, 1144)：“35 年前，作为约翰·惠勒的研究助理，他(费恩曼)的任务是验证迪蒙采用的电子动量理论是否有效。当时，这个新问题(SLAC 上的标度无关性现象)引起了他的注意，费恩曼立即意识到，这不过是同一个物理问题在两种不同尺度上的表现。”韦斯特则从具体细节上阐明了原子、原子核和核子对电子的非弹性散射三者之间类比的本质联系(West, 1975)。这篇文章的标题已经说明一切：“原子、原子核和核子对电子的散射”。韦斯特将 SLAC 实验与 1914 年弗兰克和赫兹的工作联系起来(West, 1975, 284)，目的是要“强调如何用从核物理获得的直觉来讨论夸克-部分子模型”（反之亦然）。科格特和萨斯坎德(Kogut and Susskind, 1973, 78 - 79)指明，他们论文的目的“是要激发新思想，萌发新的理念，而不是提供传统意义上的全面评述。这项工作的主题是粒子物理学现象的直观解释……直观的运用、从原子分子物理学获得的非相对论图像将是反复出现的主题思想。”

156

32. Feynman(1972)。
33. Bjorken and Paschos(1969)。
34. 关于部分子模型发展的主要线索和原始文献，见 Llewellyn-Smith (1972), Oilman (1972), Landshoff and Polkinghorne(1972)和 Yan(1976)。
35. Kendall and Panofsky(1971, 77)。
36. $R = (1 + \nu^2/q^2) W_2/W_1 - 1$.
37. Miller et al. (1972)。
38. Gilman(1972, 133)。
39. Gilman(1972, 139)。
40. 见 Friedman and Kendall(1972, 225 - 235)。
41. 氘核是指“重氢”的核，它含有一个质子和一个中子。质子的结构函数可从氢靶测得，而中子的结构函数可以根据各种有关复合核散射的假设从氘的数据中提取出来。见 Friedman and Kendall(1972, 209 - 213)。

42. 见 Friedman and Kendall(1972, 237)。
43. “胶子”一词是由盖尔曼在他首次发表的关于八正法的文章(Gell-Mann, 1962b, 1073)中提出的。
44. Kuti and Weisskopf(1971)。
45. Gilman(1972, 140)。
46. Bjorken(1969), Gross and Llewellyn-Smith(1969), Bjorken and Paschos(1970)。
47. 回想一下，电中性的轻子和中微子只受到弱相互作用。
48. 关于布鲁克海文实验，见 Danby et al. (1962)；欧洲核子研究中心的实验，见 Block et al. (1964)和 Bienlein et al. (1964)。
49. 关于一些作者对布鲁克海文 AGS 和 CERN PS 上中微子物理实验的可行性和物理意义，见 Pontecorvo(1960), Schwartz(1960)和 Lee and Yang(1960a)。
50. 人们很早就提出双中微子假说来解释为什么观察不到 μ 子到电子的电磁衰变过程 $\mu \to e\gamma$。原始参考文献见 Danby et al. (1962)。
51. 李和杨曾建议(Lee and Yang, 1960b)通过 $\nu + Z \to W^{+} + l^{-} + Z$ 接着 $W^{+} \to \mu^{+} + \nu_{\mu}$ 过程来搜寻中间矢量玻色子。这里 Z 代表电荷为 Z 的原子核，l^{-}代表负电荷的轻子。
52. 有关截至 1976 年已进行的 18 个加速器中微子的实验的原始参考文献、技术细节和实验结果，见 Wachsmuth(1977)。
53. 利用前一章讨论的组分夸克模型和流代数方法，已对遍举中微子数据进行了分析。 157
54. Bjorken(1969)。
55. Budagov et al. (1969)。值得指出的是，在 CERN 所有中微子实验中，单举中微子截面增大表现得十分明显，但由于一直将它看做没有意义，因此直到提出部分子模型解释之后这种情况才得到改变。例如，CERN 中微子实验的领导者之一伯金斯(D. H. Perkins)在一篇未发表的 1965 年高能物理讲习班的报告中曾这样指出：“CERN 中微子实验最早的、最引人注目的成果之一是该观察到高能量中微子非弹性过程存在非常大的截面。” (Perkins 1965, 77 and Figure 12)。这些数据转变成重要的实验成果这一事实清楚地说明了理论背景对实验发现的作用。
56. 关于加尔加梅勒实验的专业性描述，其建设的历史以及它在中微子物理学方面的应用，见 Cahier Technique No. 6(1973)和 Musset(1977)。
57. 由于中微子与其他粒子的相互作用非常稀少，因此通常假设其相互作用率直接正比于实验靶的质量。出于这种考虑，加尔加梅勒的泡室和早期 CERN 中微子实验中使用的泡室一样，采用重液体(氟利昂)而不是液态氢作为工作介质。
58. Lagarrigue, Musset and Rousset(1964)。
59. Gregory(1970, 20)。
60. 见 1971 ~ 1975 年 CERN 的年度报告。
61. 这些高校是亚琛大学、布鲁塞尔大学、巴黎高等综合技术学院、米兰大学和伦敦大学。
62. Eichten et al. (1973a)。
63. Deden et al. (1975a)。
64. Llewellyn Smith(1970, 1971).

65. Gross and Llewellyn Smith(1969).
66. 例如，见 Franzinetti(1974)。弗兰齐内蒂还讨论随后由新近运行的费米实验室 PS 上两个中微子实验产生的高能数据。关于费米实验室的实验将在下一章讨论。
67. Feynman(1974，608)。
68. Drell and Yan(1970)。
69. Christenson et al. (1970，1973)。
70. Lederman(1976，152)。
71. Friedman and Kendall(1972，249)。
72. Bjorken(1969)。
73. Friedman and Kendall(1972，248)。
74. 见 Lederman(1976，154)和 Jacob(1974，68)。
75. 关于在 ISR 上进行大横动量过程测量的优点的讨论，见第 2.2 节。
76. Büsser *et al.* (1973，474，Fig. 3)。
77. Lederman(1976，154)。
78. 这些观察是由萨克莱-斯特拉斯堡小组(Banner et al.，1973)、CERN-哥伦比亚-洛克菲勒小组(Büsser *et al.* 1973)和英国-斯堪的纳维亚联合小组(Alper *et al.*，1973)进行的。

158

79. Jentschke(1972，13)。
80. Berman and Jacob(1970)，Berman，Bjorken and Kogut(1971)。
81. 关于部分子模型在强子硬散射现象上应用的综述，见 Sivers，Brodsky and Blankenbecler (1976)和 Michael(1979)。

6 规范理论、电弱统一与弱中性流

新物理学的理论方面主要综合了两组资源。一组是描述强子结构的夸克模型，另一组是称为规范理论的量子场论。在前两章里，我们讨论了夸克概念是如何从研究共振现象的旧物理学里诞生的，以及它是如何被移植到新物理学的夸克-部分子模型中的。在本章中，我们讨论规范理论的早期发展。 159

一位主要贡献者在 1979 年回顾规范理论的历史时，曾将这一理论比作“由许多工匠一起织就的地毯”。[1]本书在这里要讲的故事则是一段跨越 20 年、包括了许多人众多贡献的绵长而复杂的历史。我们从第 1 节描述杨振宁和 R. L. 米尔斯于 1954 年提出规范理论开始。规范理论与量子电动力学关系密切，当时理论家们对这一理论趋之若鹜，并使它成为八正法强子对称性分类的资源之一。但不久之后，量子场论便走向衰退，规范理论也如明日黄花。第 2 节和第 3 节描述在 60 年代不景气的那些年里量子场论和规范理论的发展，主要讨论仍在从事场论研究的物理学家们的工作。第 2 节综述“电弱”统一的各种理论，所谓电弱统一是指用单一的规范理论来统一表示电磁作用和弱作用。第 3 节综述物理学家们如何竭尽全力来证明规范理论像量子电动力学一样可以重整化。1971 年，也就是规范理论提出 17 年后，这种努力终于由乌得勒支大学的杰拉德·特霍夫特(Gerard 't Hooft)的出色工作而得到令人满意的结果。

一旦被证明可以重整化，规范理论便不再是少数人的追求，而成为一个重大的理论产业。第 4 节评述这个行业的一个重要分支——描述弱作用的统一规范理论的模型建构。这种模型预言了中微子实验中的新现象。其中之一——弱中性流——于 1973 年在欧洲核子研究中心加尔加梅勒装置的中微子实验中被观察到，并于翌年在费米实验室得到证实。由此，杨振宁和米尔斯于 1954 年提出的规范理论终于在 19 年后与实验取得了联系。理论和实验的这种汇合产生了巨大反响，因此本章最后一节将从细节上来探讨中性流的实验发现过程，意在强调实验过程的演变是新现象产生不可或缺的一个部分。 160

6.1 杨-米尔斯规范理论

规范理论的故事要从高能物理理论家杨振宁开始讲起(正是这位杨振宁，在 1957 年因在弱作用下宇称不守恒方面的工作而荣获诺贝尔物理学奖)。[2]杨振宁于 1922 年出生于中国的合肥，早年在中国接受了物理学训练，后于 1945

年移居美国。1948年，他以高能物理领域弱相互作用方面的理论工作被授予芝加哥大学博士学位，并于1949年任职于普林斯顿高等研究院。在芝加哥大学读书期间，杨像当时的许多理论物理学家一样，对强相互作用表现出浓厚兴趣，研究量子场论。这种情形可从1941年沃尔夫冈·泡利在《近代物理评论》上发表的文章上可见一斑。[3]泡利在文章中强调了“规范不变性”对于量子电动力学的重要性。由于这个概念对于后述的很多内容非常重要，因此有必要在这里给予简短的介绍。

经典电磁学的麦克斯韦方程组体现出一定的任意性。麦克斯韦方程组是描述电场和磁场的一组公式，电场和磁场本身可以表示为矢量势和标量势的导数。由于我们可以调整势的空间和时间依赖关系而不改变与之关联的场，因此势的表示具有一定的任意性。这种任意性在经典电磁学里称为“规范不变性”：我们对势函数做局域变换，即将势函数由一个时空点变换到另一个时空点而不影响理论预言的结果。[4] 量子电动力学保留了这种不变性。量子电动力学的拉格朗日量可写作(见第3章)

$$\mathscr{L}(x)=\overline{\psi}(x)\mathrm{D}\psi(x)+m\overline{\psi}(x)\psi(x)+(\mathrm{D}A(x))^2+eA(x)\overline{\psi}(x)\psi(x)$$

这个拉格朗日量在下述变换

$$\psi(x)\to\psi(x)\mathrm{e}^{ie\theta(x)},$$
$$A(x)\to A(x)+\mathrm{D}\theta(x).$$

161 下是不变的。这里 $\theta(x)$ 是从一个时空点 (x) 变到另一个时空点的量。这个变换相当于对电子场和光子场的时间和空间依赖关系重新定义。如果完整地写出来，我们可以直接证明，量子电动力学的拉格朗日量在场的规范变换下是不变的，因此这一理论预言的物理结果(由拉格朗日量导出)本身也是不变的。这里有一点需要强调，量子电动力学拉格朗日量里仅指电子和正电子的那部分(前两项)本身并不是规范不变量。在电子场的局域变换下，由于存在微分算子 D，因此第一项会获得额外的部分。在完整的拉格朗日量里，这个额外的部分会和第四项带来的相等而反号的贡献项(描述电子与光子的相互作用)相互抵消。因此，光子的存在(以某种特定方式与带电粒子相互作用)是电磁学规范不变量理论的形式要求。

还是在芝加哥求学时，杨就想到，也许可以试一试直接按量子电动力学的方式来建立强相互作用场论模型。在群论的语境下，使量子电动力学保持不变的局域规范变换可以用群 U(1)来表示。杨的想法是构建一个类似的理论，它在强相互作用同位旋对称群 SU(2)的局域变换下保持不变。[5]有趣的是，当时在高能物理学界，大多数物理学家都不具备群论知识，但杨是一个例外。事实上，他在中国完成的学士论文题目就是“群论与分子光谱”。杨首先考虑上述拉格朗日量的前两项，但其中 ψ(和 $\overline{\psi}$)不代表电子而是强子的同位旋多

重态。例如，ψ 可能是一个表示核子同位旋二重态的二成分场(p，n)。然后他计算了由于同位旋局域坐标重新定义带来的拉格朗日量的变化，发现它不为零：如同在量子电动力学情形下那样，拉格朗日量的前两项在SU(2)变换下不是规范不变量。但是杨发现，通过引入一组“规范粒子”（我用符号 W 来表示)，他的这一理论的规范不变性可以得到修复。通过与光子类比可知，这个 W 子具有自旋 1，是矢量粒子，并形成一个同位旋三重态(W^+，W^0，W^-)。杨发现，直接在拉格朗日量里加入描述 W 子与核子相互作用的一项，那么整个拉格朗日量就是规范不变的。但他没能为 W 子构建一个类似于量子电动力学中$(DA)^2$ 项那样的 SU(2)不变量。这是一个很大的问题，正像我们在 3.3 节所讨论的，如果要用这个理论来描述规范粒子在空间的传播，这一项是必不可少的。在这个节骨眼上，杨把他的规范不变性的想法搁置一边，在随后几年里将工作重心移到了强相互作用物理和统计力学等其他课题上。[6]

162

这个问题一放就放到了 1954 年。这一年杨离开普林斯顿到布鲁克海文国家实验室待了一年。杨除了花时间分析新运行的 Cosmotron 加速器产生的数据外，再次尝试着构建一个描述强相互作用的规范不变的场论。他与另一位高能物理理论家罗伯特·米尔斯共用一间办公室，两人很快构造出类似于量子电动力学中$(DA)^2$ 项那样的 SU(2)不变量。杨和米尔斯构造的这一项具有非同一般的特性：它不仅包括 W 场的双线性组合，还包括了三线性和四线性组合。像在量子电动力学情形一样，这里双线性组合描述 W 子的空间传播，其他组合描述 W 子的自相互作用，图 6.1 展示的分别是三 W 子和四 W 子的耦合。

在杨-米尔斯理论里，为了确保所需的 SU(2)规范不变性，规范场的自相互作用是必需的。它相当于 W 子与所有携带同位旋的粒子耦合，包括其自身。但自相互作用标示着对量子电动力学的明显偏离，因为在量子电动力学里，光子耦合到所有带电粒子，但由于电中性的缘故，自身不会相互耦合。因此，虽然杨-米尔斯理论非常类似于量子电动力学，但两者之间存在重要区别。这种区别既使杨-米尔斯理论受到理论界的青睐，也造成了计算上的极大困难。构造出拉格朗日量后，杨和米尔斯试图按照标准路径从这一理论出发通过费恩曼规则和费恩曼图来进行物理预言，但没能成功。杨后来回忆道，自相互作用 W 子带来的数学复杂性使“我们完全陷入了僵局——非线性(自相互作用)项是如此纠结，我们怎么也走不出这个越陷越深的复杂性泥潭。”但尽管如此，“我们认为整个想法是十分有趣的，因此虽然没能突破难点，但我们还是发表了一篇论文。”[7] 这篇文献发表于 1954 年，[8] 它成了高能物理规范理论传统的起点。[9]

163

在 50 年代中期，场论在高能物理界仍占主导地位，许多研究者对杨-米

尔斯方法进行了阐述，并发展出几条路径。其中有一条主要是形式上的：尝试构建一套规范理论的自洽的费恩曼规则，并探索是否可重整化。这种尝试将在下面第3节中讨论。其他路径有更直接的唯象研究方面的意义。尤其是杨和米尔斯构建的理论，可看做是所有这类规范理论的原型。杨和米尔斯写出了核子相互作用的SU(2)不变性理论，其他人则将他们的工作推广到其他规范群和不同粒子间的相互作用情形。这里顺便提一下，引力作用也可以从规范原理中导出。[10]除了形式上的兴趣之外，规范理论的具体实现——群和基本粒子的具体选择——则依个人的具体研究的需要而定。理论家的目的是将规范理论的预言与实验数据联系起来，至少在微扰理论的最低阶上应能做到这一点，因为这时属于闭环情形，与重整化相关的问题可以忽略。下面讨论两种这样的强相互作用规范理论的早期尝试，电弱规范理论的建构则放到下一节。但在考察规范理论的具体应用之前，我们有必要先考察一下所有规范理论遇到的共同障碍："零质量问题"。

在第3.3节我们看到，量子电动力学的拉格朗日量包含零质量光子项。如果完全仿照量子电动力学建模，那么W子的非零质量项就不应出现在杨-米尔斯的拉格朗日量中。由此可直接推知，W子应像光子那样是无质量的才对。而且，根据测不准原理可知，通过交换无质量W子传递的力应是长程性质的。不幸的是，粒子物理学家感兴趣的唯一的长程力——电磁力——已经由量子电动力学给予充分描述。其他的力——弱作用力和强作用力——都是短程力。因此，规范理论似乎无法应用于任何已知力的现象。

164

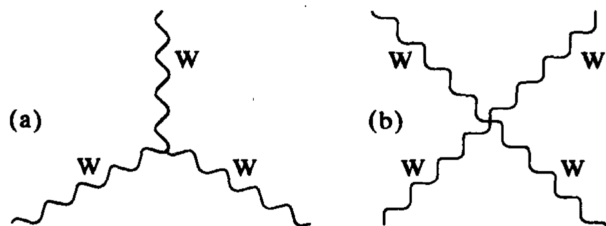


图6.1　杨-米尔斯理论中规范场的自相互作用：(a)三W子耦合；(b)四W子耦合

理论家针对零质量问题动足了各种脑筋。一些人自然地认为，规范理论的确与基本粒子世界没有什么关系了(虽然它可能代表了引力量子场论的建构方向)。另一些人则认为，规范理论非常复杂，还没得到充分理解。也许当理论家们对这一理论深入研究后，事情将变得很明确：W子没有零质量。这也是杨所持的观点。他回忆道，在1956年普林斯顿研讨会上，为了打破沉默，泡利逼着他给出对W子质量的观点。[11]第三种观点，也是唯一与实验现象直接相关的观点，是通过在规范理论拉格朗日量中插入适当的质量项来"人为地"

赋予规范粒子以质量。这种做法偏离了对量子电动力学的类比，并破坏了理论的规范不变性，但却使规范理论成为能够描述短程的弱作用和强作用的一种现实的候选者。

遵循第三条道路的首批理论家之一是日本理论家樱井纯(J. J. Sakurai)。执教于芝加哥大学的他对杨-米尔斯理论原型进行了改造。他假设在原来的自旋1同位旋三重态的规范粒子之外，还存在另外两个矢量粒子，它们分别耦合到强子的奇异量子数和重子量子数。在1960年发表的有深远影响的论文里，樱井纯人为地为这些粒子赋了质量，从而有效地预言了ρ、ω和ϕ等矢量介子的存在，不久实验就观察到了这些粒子。[12]这一预测的成功并非规范理论方法所独具——在第3.4节我们就讨论过，S矩阵的靴袢理论也可以产生矢量介子——但它为场论理论家进一步深入研究树立了信心。

1961年，盖尔曼和格拉肖制作了可作为规范不变性场论基础的各种群的表列，[13]其中包括群SU(3)。我们在3.2节已指出，盖尔曼和拉尼曼在建构强子分布的八正法时，规范理论是他们考虑的重心。然而，作为处理强相互作用的方法，八正法却包含着规范理论垮台的种子。在规范理论里，矢量介子是一类特殊而又基本的实体——规范场的场量子。但随着八正法的兴起并变形为夸克模型，矢量介子逐渐被视为与所有其他介子一样的普通强子，一样是由夸克-反夸克复合而成。只有到了70年代，强相互作用领域才出现另一套候选的规范粒子——胶子。我们在上一章已经领略了它的神貌，在下一章里也还将重睹它的风采。现在更紧要的是概述将杨-米尔斯概念运用到弱相互作用的早期尝试。 165

6.2 电弱统一与对称性自发破缺

在3.3节，我们讨论了弱相互作用的费米理论和1958年成功应用的V-A理论。无论是费米理论还是V-A理论，都是将弱相互作用设想为两个流在空间某一点上的作用，因此二者都面临两种理论上的反对意见：它们不是可重整化的，它们的一阶预测在超高能区违反了物理上合理的“幺正限”。众多理论家猜测，如果弱力不是两个流之间的接触作用，而是通过粒子交换的媒介作用，那么就有可能消除这些反对意见。为了重构V-A理论的时空结构，这种交换子——弱力的载体——应当是自旋为1、具有矢量性的介子，通常称为中间矢量玻色子(IVBS)。两个这样的IVBS——一个带正电，另一个带负电——足以恢复既定的V-A理论。有了杨和米尔斯的原型规范理论后，一个可能的推测是，通过恰当的建模，矢量规范粒子可由弱作用的IVBS来鉴定。此外，由于规范理论与量子电动力学密切相关，因此人们不禁推想到，在某些意义上说，弱作用和电磁作用也许是一个统一的“电弱”力的不同表现形

式。[14]在50年代末直到60年代，少数理论家一直在探索这种弱作用的规范理论和电弱力统一的规范理论的孪生可能性。在本节中，我们概述这些研究是如何发展的。[15]

电弱统一

哈佛大学的朱利安·施温格(Julian Schwinger)是试图将弱作用与电磁作用明确统一起来的第一批实践者之一。以量子电动力学重整化工作而闻名的施温格在1957年发表了题为“基本相互作用理论”的文章。[16]正如标题所示，这是一篇雄心勃勃的文献，施温格在其中建议道，光子、中间矢量玻色子 W^+

166 和 W^- 都是一个家庭的成员——就像 π^+，π^0 和 π^- 被认为是单一的同位旋多重态的成员一样。通过将光子和中间矢量玻色子归入同一族，施温格直接统一了弱作用和电磁作用：它们是单一原因的不同表现——单一粒子族成员之间的交换。但这也有一个问题。经验上说，弱作用和电磁作用的区别是相当明显的：电磁作用的强度要比弱作用大几个量级；电磁作用的力程无限远，而弱作用的力程极短($\sim 10^{-15}$厘米)；电磁作用是宇称守恒的，而弱作用不守恒。前两项区别可通过假设中间矢量玻色子具有非常大质量(而光子为零质量)来消解：根据量子力学原理，这意味着弱作用的力程短，同时在能量低于中间矢量玻色子时，弱作用与电磁作用相比将受到非常强的抑制。但如何才能将大质量的中间矢量玻色子看做是与无质量的光子属于同一族呢？施温格按他自己特有的场论公式猜测了一个肯定的答案(当时费恩曼图技术已得到几乎是普遍运用)，但并不为其他理论家所接受。

接下来的弱作用中间矢量玻色子理论发展的重要一步是由来自加州大学伯克利分校的西德尼·布鲁德曼(Sidney Bludman)迈出的。1958年，布鲁德曼在不考虑电磁相互作用的条件下提出，弱作用的中间矢量玻色子不过是SU(2)型杨-米尔斯规范理论的规范粒子。[17]他认为，有三种这样的粒子构成“弱作用同位旋”空间下SU(2)群的三重态：W^+、W^0 和 W^-，并人为地给它们赋上大的质量，使之成为拉格朗日量的适当的项。布鲁德曼无意于统一弱作用和电磁作用，因此，他安排前者为宇称不守恒而后者守恒时没有任何困难。

时值50年代末，电弱统一和规范理论两大主题在大西洋两岸都得到了很好的融合。在美国，最突出的贡献来自谢尔登·李·格拉肖(Sheldon Lee Glashow)。作为哈佛大学施温格的研究生，他在1955~1958年专攻电弱统一规范理论，并于1961年发表了一个阐明这一理论的模型，这个模型主宰了70年代。[18]格拉肖的模型既包含中间矢量玻色子的三重态也包含单态，用专业术

167 语说就是，规范对称群是SU(2)×U(1)。三重态由一正、一负和一个电中性的中间矢量玻色子组成，而单态中间矢量玻色子也是电中性的。通过对规范

理论拉格朗日量的质量项的明智选择，格拉肖确保了单态和三重态的中性成员应以这样一种方式“组合”：产生一个质量非常大的粒子(Z^0)和一个可等同于光子的无质量粒子。插入理论的质量也安排得使三重态的另两个带电成员(W^+和W^-)的质量变得非常大。对轻子做出同样明智的安排以便得到SU(2)×U(1)表示，格拉肖确保了电磁作用(由光子传递)满足宇称守恒，而弱作用(由W^+，W^-和Z^0传递)则不满足。

在大西洋彼岸，类似的路径是由巴基斯坦理论物理学家阿卜杜勒·萨拉姆(先在伦敦帝国学院，后去了意大利的里雅斯特的理论物理国际研究中心)和英国理论家沃德(J. C. Ward，任职于美国的几个机构)开辟的。两人都是场论专家。沃德曾对量子电动力学的重整化作出过重要贡献，以“沃德恒等式”(表示量子电动力学微扰下规范不变性结果的几个关系式)而著称。[19]萨拉姆也对量子电动力学的重整化有过研究，并且从一开始就一直密切参与规范理论的发展。[20] 50年代中期在剑桥大学，他的学生罗纳德·肖曾独立推导出杨-米尔斯型拉格朗日量。[21]在帝国学院，萨拉姆是尤瓦尔·尼曼(Yuval Ne'eman)的导师(1958～1961年)，两人之间关于对称性和规范理论的讨论曾对八正法的规范理论形式的形成起着重要作用。[22]从1959年起，萨拉姆和沃德联名发表的一系列文章系统阐述了他们对规范理论的共同理解。在1964年发表的文章里，他们给出了类似于格拉肖模型的电弱统一规范理论。[23]

格拉肖、萨拉姆和沃德的电弱统一理论的共同点是，中间矢量玻色子的质量由人为给定。这使得模型带有浓重的经验性实用主义影子，一些研究者，包括萨拉姆本人，认为这样的模型是不可重整化的。[24]1967年，这方面的研究取得了重要进展——“温伯格-萨拉姆模型”面世。到70年代初，人们回头审视时才认识到这个模型是可重整化的。它的突出特点是中间矢量玻色子通过“耍把戏”得到质量，因而在拉格朗日量里不出现显式的中间矢量玻色子质量项。为了理解这一技巧是如何发挥的，我们必须将电弱统一场论暂时放到一边，先看看60年代初场论更广阔的发展。

对称性自发破缺和希格斯机制

168

在40年代末和50年代，高能物理领域发展起来的量子场论微扰方法有一个特点，就是假定拉格朗日量的各项与物理可观测粒子之间存在直接的对应关系。例如，在量子电动力学里，拉格朗日量的前两项，$\bar{\psi}\,\mathrm{D}\,\psi + m\,\bar{\psi}\,\psi$，表示真实的有质量的电子在空间的传播，而第三项$(DA)^2$则表示真实的无质量的光子的传播。到了60年代初，这种假设开始受到挑战。很多作者认为，如果考虑到相互作用项，如量子电动力学里的$eA\bar{\psi}\psi$项，那么原始的场与可观察粒子之间的直接对应关系就可能被打破：可观测粒子的物理谱可能不会那

么天真地从拉格朗日量中被读出。这种挑战背后的动力来自于固体物理，在那里，各种准粒子被用来解释实验观察到的现象——特别是在超导方面——但这些粒子不属于场论方法下的基本场粒子。这两个物理领域的概念之间存在巨大差别：固体物理学里的场论处理的是非相对论性的现象，而高能物理里的场论属于相对论性理论。因此不能简单地直接将固体物理概念移植到高能物理上来。

做这种移植尝试的第一批物理学家里有来自芝加哥大学的高能物理理论家南部阳一郎(Yoichiro Nambu)①。南部1921年出生于东京，1942年获东京大学物理学学士学位，1952年获东京大学物理学博士学位，之后来到美国。在日本期间，他主要研究量子场论及其在固体物理和粒子物理多体现象中的应用。[25]他在美国的早期工作主要在高能物理领域，但他仍保持着对固体物理特别是超导现象(即某些金属在低于临界温度时其电阻消失的现象)的兴趣。超导研究使50年代末成为一个激动人心的时期，描述超导的巴丁-库珀-施里弗(BCS)理论广为流行。[26]在芝加哥的南部和他的同事也加入了这项工作。由于在超导电性和高能物理两方面都有基础，因此南部［与来自罗马的芝加哥大学博士后访问学者乔纳·拉希尼奥(G. Jona-Lasinio)合作］试着将研究范围从一个领域延伸到另一个领域。这一研究的成果是在1961年发表了两篇同一自明标题的文章："基于超导类比的基本粒子动力学模型"。[27]

169 南部和乔纳·拉希尼奥的工作在两方面激励了粒子物理学家。首先，它体现了固体物理学可以成为高能物理富于成果的灵感来源，因此在随后几年里，很多领域的资源都为高能物理所用；[28]其次，更具体而言，在1961年的论文里，南部和乔纳·拉希尼奥引入了一个新的概念到相对论性场论，使其他理论家可以根据他们自身的专长和背景来进行阐述。这个新概念就是"对称性自发破缺"(SSB)。对称性自发破缺的要点是，场论拉格朗日量可能具有这样一种对称性，它在理论所描述的物理系统里并不是显然的。按照高能物理学界的一般说法，理论上物理状态的对称性是"自发破缺"的——尽管用"隐藏"一词来描述可能更准确，因为拉格朗日量的对称性仍严格保持着。虽然用超导概念来说明对称性自发破缺较为积极，但物理学家在同行之间，或向广大公众解释这个概念时，往往喜欢用更为熟悉的磁性现象来举例，因此在这里我也遵循这一做法。[29]

物理学家通常将铁磁材料(譬如说条形磁铁或是小磁针)看做是自旋粒子

---

① 2008年，南部以87岁高龄和小林诚，益川敏英一起荣获了诺贝尔物理学奖。他们获奖的工作正是关于南部等提出的对称性自发破缺概念。小林诚和益川敏英的获奖是因为他们通过六夸克模型对对称性自发破缺的起因给予了说明，这在本书后文(第10章)有述。——译注。

的集合体。这些粒子是组成材料的原子，材料的磁性就是由原子自旋的相互作用产生的，每个自旋行为就像一个小磁体，自旋的取向与能量有关。现在，假定描述自旋相互作用系统的拉格朗日量不显示出任何特定空间取向的偏好，我们就说此时系统具有所谓“转动不变性”。然而，当小磁体的自旋都沿某个方向排列，从而产生宏观上观察到的磁性时，整个系统必定沿某个特定的方向。所谓这个方向是“特殊的”，是指磁性只沿这个方向而不沿任何其他方向。这时描述这个铁磁体的物理状态的拉格朗日量便失去了对称性。由此可见，铁磁性现象表现出对称性自发破缺，超导现象可作同样理解。

在60年代初，对称性自发破缺成为高能物理理论家的一个非常感兴趣的话题，主要是因为它与强相互作用存在联系。SU(3)群、八正法，这些当时已确立的强子对称性显然只是近似的。一个明显的猜想是对称性自发破缺会使得SU(3)的严格对称性遭到破坏。不幸的是，这个猜想有问题，而第一个指出这一问题的是剑桥大学高能物理理论家杰弗里·戈德斯通(Jeffrey Goldstone)。戈德斯通与南部一样，具有研究超导的BCS理论的背景，但他的研究独立于南部。戈德斯通也得出结论认为，对称性自发破缺概念也许对粒子物理学有用。[30]他在1961年首次发表了关于这一问题的论文。在这篇论文中，他得出结论：理论上说，对称性自发破缺必然伴随出现零质量的、自旋为零的粒子的物理状态。这种粒子叫“戈德斯通玻色子”。[31]次年，戈德斯通与萨拉姆和史蒂芬·温伯格(当时自加州大学伯克利分校来皇家学院度学术假)一起，以更加严格的方式推导了这一结果，并且随后成为日益形式化证明的目标。[32]表面上看，戈德斯通定理带来了极坏的消息。它意味着不可能存在一种描述强相互作用的SU(3)不变性自发破缺的理论。这是因为，强相互作用是短程力，无质量粒子在其中没有立足之地。但最终，理论家不得已决定找个替身：π介子。虽然π介子不是零质量粒子，但它明显要比其他所有强子轻得多，因此可作为“伪戈德斯通玻色子”看待。在60年代中期，在流代数传统下工作的理论家们有效地发展了这个思路。π介子被认为不是源于强相互作用的SU(3)对称性的自发破缺，而是源于强子弱流的SU(2)×SU(2)不变性的自发破缺。[33]流代数为60年代对称性自发破缺思想的阐述提供了主要平台，但要是沿着这条发展路线追踪下去，就将把我们带得离本章主题太远。我们现在必须转回到戈德斯通定理的看似矛盾之处，回到电弱统一性问题上来。

170

这个矛盾是这样的。1962年，戈德斯通、萨拉姆和温伯格证明了，在很宽的一类场论里，对称性自发破缺必然伴随着出现零质量粒子。但对称性自发破缺研究的最初灵感来自超导现象，而在超导体内不存在无质量粒子。正像首席固体物理学家安德森(P. W. Anderson)在1958年论证的那样，在超导介质中，即使是光子也需要获得有效的非零质量。[34] 1963年，安德森回到这一争

论中来，针对戈德斯通定理指出了这种明显的例外，认为它在任何规范不变性理论中都是成立的。[35]于是，关于相对论性情形下是否存在超导现象这样一个有争议的问题便出现在高能物理理论的文献中。[36]几位物理学家参与了解决这个问题的讨论。结论是，存在一类不遵从戈德斯通定理的相对论性场论，即是说，这些理论有一种局域规范不变性。量子电动力学和杨-米尔斯理论正是这样的理论。[37]

171 这场争论最有价值的贡献是英国理论物理学家彼得·希格斯(Peter Higgs)于1964年和1966年发表的论文。1947年，希格斯在伦敦大学国王学院开始接受作为一名物理学家的训练；1954年，他获得了理论物理学博士学位，[38]其论文工作是关于量子力学在分子物理学中的应用。但在离开国王学院之后，他按照以前的偏爱转向了高能物理理论的研究。在依靠各种研究奖学金维持了一段时间之后，1960年，他得到了爱丁堡大学讲师的教职。希格斯早年在高能物理领域的工作主要包括量子场论、粒子对称性和引力研究等各种课题。他跟踪南部关于超导和对称性自发破缺等方面的工作，参与了随后的关于戈德斯通定理的争论，并果断提出了后来被称为“希格斯机制”的解释路径。希格斯的成就是展示和分析了一个戈德斯通定理不适用的非常简单的场论模型。模型由增设了一对标量(自旋为0)场的量子电动力学拉格朗日量组成，标量场在这里起着耦合到光子并以保持电磁规范不变性的方式相互耦合的作用。希格斯发现，如果他给拉格朗日量里的标量场赋以负质量项，那么该理论的物理谱就会含有非零质量的光子和一个大质量的标量粒子——“希格斯粒子”，而不是像人们从拉格朗日量读取粒子性质时所天真地期望的那样是零质量光子和两个负质量的标量粒子。[39]希格斯机制的物理解释是，零质量光子只能有两个极化方向，而大质量的矢量粒子则有3个可能的极化方向。因此零质量光子可以被看做是“吞食”了一个标量粒子，这个被吞食的标量粒子提供了第三个极化分量，并使光子有了质量。

如上所述，理论界在对称性自发破缺方面的兴趣最初主要集中在探索使强相互作用SU(3)破缺的可能途径上，而希格斯机制使工作在这一领域的少数场论家们感到格外兴奋。希格斯和沿这条路径探索的其他人并没有取得重大成果，反倒是在电弱相互作用的规范理论上，这一机制得到了首次应用。

温伯格-萨拉姆模型

1967年，史蒂芬·温伯格(当时执教于麻省理工学院)和阿卜杜勒·萨拉姆迈出了电弱统一理论发展的关键一步。两人的工作是独立进行的。温伯格和萨拉姆都采纳了格拉肖于1961年、萨拉姆和沃德于1964年提出的电弱统一规范理论模型，并用希格斯机制产生质量(从电磁学到杨-米尔斯理论直接

生成)取代了原先人为赋值的中间矢量玻色子质量项。温伯格率先发表文章,[40]他在自己原先的有关规范理论、对称性自发破缺和流代数等方面的场论工作中重新发现了希格斯机制。[41]温伯格曾是场论方面的领军人物。正如我们所看到的那样,他在高能物理自发破缺场论的发展过程中发挥了重要作用。他对弱相互作用也保持着长久的兴趣,这一点可以追溯到他于1957年在普林斯顿大学完成的关于弱相互作用场论的可重整化的博士论文。因此,在他了解到希格斯机制后,对于温伯格来说,将这种机制整合到电弱统一模型只不过是一小步。温伯格模型与六年前格拉肖提出的模型基本类似,只是在温伯格模型里,中间矢量玻色子之间的质量关系取决于单个自由参数——"温伯格角"(θ_w,而不是取决于早先的公式。[42]萨拉姆的贡献同样很好理解。我们已经看到,萨拉姆和沃德在1964年构建了一个电弱统一的规范理论。萨拉姆还是对称性自发破缺研究这幕英雄史诗的主角之一。早在1962年,他就讨论过通过对称性自发破缺机制来产生规范理论里质量的可能性。[43]萨拉姆从伦敦大学帝国学院的基布尔(T. W. Kibble,在自发破缺规范理论的研究方面曾发挥过重要作用[44])那里了解到希格斯机制,于是在1964年采用希格斯机制重新建构了他的电弱模型。1967年,他在帝国学院的主题演讲中发表了这个改进了的模型,[45]并在1968年5月瑞典阿斯普奈斯加顿(Aspenäsgarden)召开的诺贝尔研讨会上提交了他的这一工作。[46]

从它对后来的影响来看,温伯格-萨拉姆模型的境遇很有趣。在高能物理理论家西德尼·科尔曼(Sidney Coleman)看来,"很少有这么巨大的成就被如此广泛地忽视"。我们来看看科尔曼列出的从1967~1973年间温伯格的论文引用记录(包括自我引用):1967年,0;1968年,0;1969年,0;1970年,1;1971年,4;1972年,64;1973年,162。[47]有几个因素导致了温伯格的论文在1967~1971年间没得到重视。当然,首先是这一时期场论在走下坡路:这类文献的潜在读者原本就很少。其次是萨拉姆和温伯格都将注意力集中在了**轻子**的弱相互作用上,而这方面有关的实验数据很少。他们自己之所以做这方面研究,是因为当时认为可以直接将模型推广到强子情形,当然,事后知道这么做错了。我们将从下面的第4节看到,由此提出的理论预言与实验结果相冲突。因此,温伯格-萨拉姆模型的唯象效用似乎是零。最后,除了具有理论鉴赏的价值外,这个模型对理论物理学家没有特别的吸引力。温伯格和萨拉姆简单地将早前的电弱规范模型与希格斯机制相结合。这么做的意义要到1971年才开始显露出来,这一点我们在下一节再来讨论。到了这个时候理论界才意识到,温伯格和萨拉姆的工作具有特殊的意义——他们不仅建构了第一个可重整化的弱作用理论,力的统一是额外收获——引文数据显示,人们对统一的规范理论兴趣大增。[48]

173

6.3 规范理论的重整化

所有其他场论的原型是量子电动力学。由于它可以重整化，因此量子电动力学的计算可逼近到任意高阶近似。杨和米尔斯在 1954 年创制的第一个规范场论与量子电动力学有非常近的亲缘关系，其目的是希望把量子电动力学在理论和唯象研究方面的成功经验扩展到其他相互作用上去。但是，杨和米尔斯没能为他们的理论建构一套令人满意的费恩曼法则，而没有这些就不可能按照传统路线展示理论的可重整化特征。因此，杨-米尔斯规范场论是否具有量子电动力学那样的理想属性，如果有，又如何利用它们，这些都很不清楚。

在本节，我打算讨论在整个 60 年代里发展非常缓慢，以至于到 1971 年才显示出电弱规范理论的确可重整化的那些工作。这方面研究的高潮是荷兰高能物理理论家马丁·韦尔特曼(Martin Veltman)，他在回顾 60 年代的工作时，认为这一进展“缓慢而痛苦”，“几乎每个人都犯过这样或那样的错误，或者走进了死胡同。”[49]量子电动力学可重整化的证明本身是一种数学上和概念上的特技表演，而规范理论，因其复杂的群结构，更是难以处理。1973 年，韦尔特曼在向粒子物理学家听众描述规范理论的最新发展时，对重整化的技术细节的解释前景心存畏惧。“我试图尽量避免使用复杂的数学或图示性论证”，他说，“这种考虑不能指望让一般(原文如此)听众能够理解。”[50]在目前情况下，任何试图深入重整化方案的细微之处都将是徒劳的。因此我将重点放在韦尔特曼所涉及的规范理论的历史描述上，特别是他的学生特霍夫特的工作上。[51]

174

韦尔特曼和含质量的杨-米尔斯理论

韦尔特曼于 1931 年出生在荷兰的瓦尔威克。1948～1961 年，他在乌得勒支大学学习物理学，其间 1957～1959 年服兵役。1957 年，他在高能物理理论家莱昂·范霍夫(Leon Van Hove，1976 年成为欧洲核子研究中心研究总管)指导下完成了“博士”论文工作(相当于美国的硕士学位)。论文题目是关于量子电动力学的形式特点。1959 年，他开始攻读博士学位，导师仍是范霍夫。他发展了不稳定粒子场论的费恩曼图方法，并对中间玻色子理论进行了详细计算。1961 年，他转到欧洲核子研究中心做研究，在那里，他工作重点是当时实验反映出来的唯象问题。

1966 年，韦尔特曼在回乌得勒支大学任物理教授之前，对布鲁克海文理论组做了为期 4 个月的访问。在布鲁克海文国家实验室，韦尔特曼完成了“介子电磁衰变的唯象研究”，并决定“想做一些更基础性的研究”。[52]正如他

所看到的："当时的大课题是盖尔曼引入的流交换子，它们怎么才能让人相信似乎非常令人困惑。"这里的问题在于所谓的施温格项。1959 年，朱利安·施温格发表了一篇对下述效应的简单论证。就是说，在某些情况下，从量子场论的形式化数学操作产生的交换关系是无效的。这一论证大大削弱了流代数的潜在应用前景。[53]韦尔特曼决定尝试着用他的博士论文工作(发表于 1963 年)所发展的技术来理解流代数、部分守恒轴矢流(PCAC)和反常施温格项。[54]正如他所说："人们经常想重新体验自己的初恋(on revient toujours à son premier amour)。"他的博士论文工作是关于拉格朗日场理论的，因此他试图由量子场的操作来得到流代数的结果。他发现，他可以从两个简单方程出发重新导出流代数的所有求和规则而不受施温格项的困扰。这些"流代数方程"将矢量和轴矢量强子流的散度(这些量出现在守恒性矢量流(CVC)和部分守恒轴矢流等关系式中)表示为各种流本身与分别代表光子和弱相互作用中间矢量玻色子的矢量场(为了恢复部分守恒轴矢流，还应加上表示 π 子场的项)的乘积。[55]

韦尔特曼的两个方程"具有令人称奇的结构"，可惜当时他不知道这是杨-米尔斯理论的特点。这并不完全令人惊讶：盖尔曼在 60 年代初关于八正法和流代数的所有工作中，在丢弃规范理论基础，仅留下其结构之前，总是设法建立起一种与规范理论相协调的结构。而韦尔特曼则反其道而行之。1966 年 8 月，韦尔特曼在加州伯克利召开的高能物理会议上遇见理查德·费恩曼。费恩曼过去曾对规范理论有过研究。[56]他向韦尔特曼解释了后者(指韦尔特曼——译注)得到的方程是杨-米尔斯型的。但是费恩曼关于规范理论的理解遵循的是樱井倡导的、后由盖尔曼和尼曼在其八正法中运用的推理思路。他认为，韦尔特曼发现的规范结构涉及矢量介子 ρ，ω 和 ϕ，即与强相互作用有关而不是与弱作用的中间矢量玻色子有关。带着费恩曼按照强相互作用矢量介子对他的流方程解释的迷惑，1976 年 9 月，韦尔特曼回到乌得勒支大学。与此同时，韦尔特曼的朋友和合作者，欧洲核子研究中心的理论家约翰·贝尔，也开始对韦尔特曼的流方程感兴趣。贝尔试图找到一种与该方程组对应的拉格朗日量。1967 年，他发表了一篇论文辩称，这里需要的是一个弱作用的杨-米尔斯结构。[57]韦尔特曼后来回忆道，贝尔关于这个问题的论文"在一段时间里一直让我感到神秘，它始终萦绕在我的脑海里。"

175

1968 年 4 月，韦尔特曼应邀到纽约洛克菲勒大学访问一个月。"我决定花整个一个月来考虑眼下的状况，并选定下一步要走的方向。我终于悟过来了，流方程是弱作用杨-米尔斯型结构的结果。"这正是贝尔 1967 年论文的意义，从这个角度看，费恩曼根据介子 ρ，ω 和 ϕ 对流方程所做的解释完全是离题的：出现在方程中的矢量场应被视为弱相互作用的中间矢量玻色子。韦尔特曼对于弱相互作用可以由规范理论来描述的认识在高能物理理论界并非独此

一家，但他的思路是奇特的，因而他从中获得的暗示也是独特的。凭着他对1966年取得的流方程的新的理解，韦尔特曼把他在洛克菲勒大学的剩余时间全部投入到研究规范理论的可重整化问题上。他充分利用了从博士论文工作里获得的知识。[58]具体来说，他决定深入研究含质量的杨-米尔斯理论。在这个版本的理论里，质量是人为插入的，因为纯的、带零质量规范粒子的规范不变性理论明显是不真实的。[59]这使得韦尔特曼变得更加另类，因为按照当时高能物理学界公认的观点，所有包含有质量的矢量介子的理论都是不可重整化的。[60]

176

在洛克菲勒大学，韦尔特曼着手计算最简单的非平凡规范理论的高阶图。这一理论中只含有质量的、自相互作用的中间矢量玻色子，不含轻子或强子。他从仅含单个闭环的图开始(微扰场论中进行高阶计算的标准出发点)。这里，他遇到了一阶的无穷大数学积分——发散性。通常认为，正是这种发散性使得理论无法重整化。但他很快变得信心十足：理论里的许多(尽管不是全部)发散可以抵消。由于规范理论的拉格朗日量具有高度对称性(即使包含质量项)，因此由不同的图带来的发散受到大小相等但反号的限制，加总之后，它们对物理过程的贡献为零。由此韦尔特曼得出结论：含质量的规范理论可重整化，至少是可以想象的，尽管这与已有的认识相冲突。经过适当的鼓励，韦尔特曼坚持了这一思想路线。他已经找到了通过蛮力计算的抵消途径，现在要做的是如何使这种处理方法更精致。他按这样一种方式来修改费恩曼规则：从一开始就检查明显可相互抵消的发散项。为了实现这一点，他发现必须在图集中包括“鬼”粒子的相互作用。所谓“鬼”粒子是指只出现在闭环里而非物理上来来去去的粒子。[61] 1968年5月，韦尔特曼回到乌得勒支，他将这一工作写入了当年7月在哥本哈根举行的高能物理夏季讲习班的系列讲座教案中。[62]

1968年8月，韦尔特曼从乌得勒支大学得到一年的学术假，加入到巴黎附近的奥赛高能物理理论组。在那里，他开始与规范理论发展故事里的其他人有了许多密切联系，[63]并第一次从成员散布在美国、欧洲和前苏联的理论小组那里了解到他们在零质量规范理论方面的工作。[64]这项工作已取得零质量规范理论的费恩曼规则。这一理论中包含“鬼”粒子，与韦尔特曼推导出的含质量的理论相似。此外，零质量理论的分析可以在任意多个循环情形下进行，并已被证明是可重整化的。[65]韦尔特曼仔细研究了零质量规范理论的现有成果，完善了他的含质量理论对单个循环图的分析，并于1968年发表了这些成果。在1969年1月的CERN高能物理会议上，他报告了这些结果。[66]随后，他与研究生赖夫(J. Reiff)合作，着手研究含质量理论对两个循环图的分析。但对这个问题的研究得到的却是一个令人费解的结果：当矢量粒子的质量设置为零

177

时，从含质量理论的结果推导不出零质量理论的那些已确认的结果。[67]韦尔特曼搞不明白为什么出现这种自相矛盾的结果。为了寻找答案，他从头至尾检查了所有计算步骤，并掌握了其他规范理论大家所运用的量子场论“路径积分”公式[68]和朱利安·施温格在量子电动力学重整化工作中采用的“源理论”方法。[69]

有了这些新技术的武装，1970 年，韦尔特曼至少证明了他想要的结果：在含质量规范理论的两个闭环的水平上，存在不可重整化的发散。[70]从这一点上看，韦尔特曼方案似乎注定要失败。传统观点是正确的：含质量的杨-米尔斯理论只能是非重整化的。但是，含质量理论的零质量极限结果与零质量理论本身的结果之间的悖论性差异仍有待澄清。“与范达姆(Van Dam，来自北卡罗莱纳大学的乌得勒支大学客座教授)一起，我揭开了一个巨大的奥秘。最后，我学会了数到三。”含质量与零质量理论之间的区别在于这样一个事实：有质量的矢量粒子的自旋有三个可能的空间取向，而无质量的矢量粒子只有两个。与有质量矢量粒子自旋相关的这个额外自由度正是有质量理论不可重整化的原因，而这个自由度在零质量极限下并不消失。[71]

在最终搞清楚了两种理论之间的巨大差异之后，韦尔特曼开始琢磨该怎么办。1971 年初，他开始这样一种可能性：也许可以在含质量的杨-米尔斯拉格朗日量中引入适当的标量场以便抵消二闭环的发散。事情很快有了结果：引入标量场是一种前进方向。但接下来继续这个故事的不是韦尔特曼，而是他的学生——特霍夫特。

特霍夫特与自发破缺规范理论

吉拉德·特霍夫特(Gerard't Hooft)于 1946 年出生在荷兰的登海尔德(Den Helder)。他在海牙接受的中学教育，1964 年考入乌得勒支大学学习物理学和数学。按照韦尔特曼的建议，1969 年特霍夫特提交了他对“σ 模型”的可重整化性的研究报告作为“博士资格”考试的答卷。[72]σ 模型是一种富于启发的流代数计算中经常使用的简单的拉格朗日场论。它不是规范理论，但表现出对称性自发破缺，因此相应的戈德斯通玻色子被认为是 π 介子。[73] 1969 年，特霍夫特开始了他在乌得勒支的专业研究——在韦尔特曼的指导下攻读理论高能物理学博士学位。他的第一项任务的内容之一是为韦尔特曼开设的路径积分课誊写讲义。[74]从攻读博士学位的方向上说，特霍夫特倾向于规范理论方面的工作。韦尔特曼同意了，虽然他认为“这与国际潮流大相径庭，造就的很可能是一个无人问津的某方面的专家”。他建议特霍夫特从事**零质量**规范理论的重整化工作。虽然自 1968 年以来韦尔特曼始终认为零质量理论是可重整化的，但在实际计算过程中，如何用“调节子方法”来计算形式上无穷大积分

178

以便得到有限的、易处理的值这一问题的具体细节仍然不明了。特霍夫特构想出一种合适的调节子方法。这种方法取代了多项韦尔特曼计算技术。1971年，特霍夫特发表了一篇说明这一工作的文章。[75]虽然文章的结论早为少数行家所了解，但文章给出的对零质量规范理论的可重整化的具体论证则是第一次出现在高能物理文献中。

特霍夫特的工作有助于韦尔特曼更新他对零质量理论的理解，并使韦尔特曼对含质量理论与零质量理论之间差别的认识具体化了。韦尔特曼回忆起他在1971年初与特霍夫特的一次谈话。他告诉特霍夫特，虽然零质量的规范理论非常优雅，但现在需要的是一个包含有质量矢量粒子的实际的理论。现将这段对话从荷兰语翻译过来著录如下：

韦尔特曼：我不在意你做什么，怎么做，但我们所需要的至少是一种包含非零质量且带电的矢量玻色子的重整化理论，我们先别在意它看起来是否自然，那是以后需要修正的细节问题。毕竟所有能想到的模型都已发表了。

特霍夫特：我能做到这一点。

韦尔特曼：你说什么？

特霍夫特：我能做到这一点。

韦尔特曼：赶紧写出来，我们研究研究。[76]

于是，特霍夫特着手撰写他的第二篇论文。这篇论文于1971年发表，[77]长达11页，正是这篇文献，迎来了新物理学的全新图景（虽然，不用说，这在当时并不显然）。特霍夫特采用对称性自发破缺技术（他经过早先σ模型工作的历练对这种技术已非常熟悉[78]）为纯规范理论的矢量玻色子赋上质量。通过将标量粒子多重态加到零质量杨-米尔斯拉格朗日量中，实际上特霍夫特重新发现了希格斯机制。从这一点上看，存在的问题已经很少。特霍夫特利用掌握的分析工具写出了自发破缺理论的费恩曼规则，并探讨了其可重整化性质。这个理论很像单纯的零质量理论，而与韦尔特曼探索的人为设定质量的理论不同。特霍夫特发现，带有通过对称性自发破缺获得质量的矢量粒子的规范理论是可重整化的。

179

真应好好感谢特霍夫特，韦尔特曼现在有了他一直想要的东西：一个物理上真实的、带有质量矢量玻色子的可重整化的理论（1999年，韦尔特曼和特霍特因这一工作荣获当年度诺贝尔物理学奖。——译注）。经过亲自对特霍夫特计算结果的仔细检查，韦尔特曼安排特霍夫特出席1971年在阿姆斯特丹召开的高能物理夏季会议去公布他的结果。特霍夫特的文章随后也很快发表。[79]

现在，在韦尔特曼看来，问题已经解决了，但实际上，证明可重整化的战斗还没有取得完胜。韦尔特曼开发的规范理论分析工具还不为许多物理学家所熟悉，特霍夫特从他那里继承的路径积分公式仍被普遍看成是数学上大可置疑。更主要的是，对于高能物理界来说，特霍夫特还只是个不知名的荷兰研究生：人们不愿意相信，一个毛头小伙能够解决国际上一流场论专家二十年没能解决的问题。[80]

基于以上种种原因，特霍夫特的工作非常需要有人给予支持。正值此时，颇具影响力的理论家本杰明·李(Benjamin Lee)出现了。李于1935年出生于韩国，1956年移居美国，1968年成为美国公民。他在宾夕法尼亚大学亚伯拉罕·克莱因(Abraham Klein)的指导下攻读博士学位。在60年代里，他先后在好几个美国研究机构里工作过。1971年，他(离开了位于斯托尼布鲁克的纽约州立大学)加入了新组建的费米实验室理论组。[81]实际上，正是李和克莱因于1964年联名发表的关于量子电动力学对称性自发破缺的论文平息了争论，并导致了希格斯机制的建立。[82]在随后的几年里，李在对称性自发破缺和规范理论等分析方面做出了许多重要贡献。[83]他在1964年关于对称性自发破缺的工作将他引领到流代数传统。在这一传统下，π介子被视为伪戈德斯通玻色子。反过来，这一传统帮助他在1969年完成了对σ模型的可重整化的分析。[84]1971年春天在访问加州理工学院期间，李试图探索如何使自发破缺的量子电动力学理论可重整化。他发现，在单个闭环图情形下，许多发散项是相互抵消的。但这一工作在他出席了1971年阿姆斯特丹会议后没有进一步继续下去。他回忆说，“在互致问候的时候，蒂尼·韦尔特曼递给我两篇他的学生的发言稿的预印本，文章表明，这个学生已经解决了含质量的杨-米尔斯理论所遇到的问题。”[85]

阿姆斯特丹会议结束后，李回到了美国，仍从事自发破缺量子电动力学的研究。他很快就证明了一个让他感到满意的结果：这一理论是可重整化的。 180
他与让·津恩-贾斯汀(Jean Zinn-Justin，来自法国萨克莱大学的斯托尼布鲁克大学访问学者)合作，将这一证明扩展到自发破缺的规范理论。[86]李的这一工作在1971年里便传播开来，正式发表于1972年。他的权威性，加上他采用的数学方法要比特霍夫特更接近传统，足以保证学界普遍认可这个问题解决了：带有由希格斯机制获得质量的中间矢量玻色子的规范理论是可重整化的。[87]

由此，在1971年末到1972年初，杨-米尔斯规范理论的地位发生了转变。经过很短的时间，规范理论便不再被看做是一种数学上的珍品，而是一种受人尊崇的、甚至是深刻的场论。“那叫一个好！处处堪比量子电动力学。”（马丁·韦尔特曼的原话）。高能物理理论家现在所面临的问题是我们能用新理论

做什么。他们给出的答案基本上可以概括为：看看它是否管用。在他研究人为给定质量的规范理论时，韦尔特曼总是考虑到弱相互作用，而特霍夫特和李研究的自发破缺理论正好具有温伯格-萨拉姆电弱统一模型的形式。这种模型现在已经可重整化了，但它的预言与实验数据比较会是怎样的结果呢？

6.4 电弱模型与弱中性流的发现

1974 年，温伯格回忆道，特霍夫特的工作带来的结果是：

> **许多物理学家立刻明白，特霍夫特的方法可以用来检验弱作用和电磁作用的统一理论的可重整化性质……人们一旦认识到自发破缺的规范理论是可重整化的，便立即一股脑地投入到弱作用与电磁作用的高阶“辐射”修正的具体计算中，投入到替代模型的构建中。**[88]

在这里，我们只能集中描述后者的努力，即电弱模型的构建。[89]理论上的这种努力唤起了实验高能物理界的探索热情，并由此导致弱中性流的发现。正如我们在下面将看到的，温伯格在 1967 年首次提出的温伯格-萨拉姆模型的原型并不完美，为此许多理论家发展出了各种改进版的电弱模型。

181 温伯格当初为模型选择的是最简单的规范群 SU(2)× U(1)，他采用最小的标量粒子集合，利用希格斯机制为规范矢量赋上质量；对于已知轻子的多重态结构(在这个阶段，模型不包括强子)，他作了特定的选择。替代模型构建的路径是选择一个更大的统一群，一种更复杂的对称破缺模式和不同的多重态安排。但人们很快就发现，这类工作基本上是微不足道的，因为不久就有几位研究者清晰明了地给出了统一的、电弱相互作用的可重整化模型的一般形式。[90]有了这样一张药方，任何理论家都可以选取一个规范群(即对称破缺的方式)，然后再选定一组基本粒子，由此就可以提出一个明确定义的可重整化理论来。因此很显然，随意构建模型并不一项很有趣或很有启发性的练习。问题在于，为什么人们偏爱选择这个特定模型而不是其他。回答这个问题可以有两种相互兼容的方式。一个是追求“自然性”，温伯格在 1974 年的综述中就强调了这一点：

> **在我看来，对 SU(2)×U(1)模型，也是对现有的所有其他规范模型，最重要的批评是，这些理论都不足够自然。也就是说，这些理论的参数必须审慎设置以便达到与实验结果定性的一致。特别是，这些模型都包含了如 m_e/m_p 或(m_p − m_n)/m_p 这样的小参数。我们认为，这些参数原本应是任何基本理论可计算出来的，但在现有的理论中，它们却都需要**

人为设置……（本述评）后文中描述了各种自然的规范理论，但到目前为止，它们没有一个是很实际的。我们需要一种自然而又实际的理论，但这个目标至今未能实现。[91]

追求一种“自然的”理论贯穿于整个70年代，但没有获得确定性的结果。这里我打算集中描述第二种建模方法：追求一种符合实际的理论。温伯格-萨拉姆模型和随后的替代模型与唯象的V-A模型的最大的不同在于它们的预言能力，这里就产生了一个问题：新的统一模型能否得到实验数据的支持。

电弱统一的唯象研究

60年代统一模型的主要新颖之处就是它们对下述条件的依赖性：有质量的中间矢量玻色子（在温伯格-萨拉姆模型里还要加上一个有质量的希格斯粒子）作为传递弱相互作用的媒介。但这样的粒子在实验上没有找到。当然，原因可以归结为温伯格-萨拉姆模型所预言的粒子质量高达50 GeV量级，而要产生这么重的粒子，现有的加速器的能量是不可能达到的。不过，温伯格-萨拉姆模型的一个预言与公认的V-A理论的结果相冲突，而这个预言的检验在现有实验条件下是可以达到的，对此我们叙述如下。 182

标准的V-A理论，就其唯象的预言能力来说，可以看做等同于这样一种理论：其中的弱相互作用由两个**带电的**中间矢量玻色子（通常记为W^+和W^-，上角标表示电荷的正负）来传递。因此，譬如说用V-A理论来预言中微子-电子散射截面，就可以用如图6.2(a)所示的费恩曼图求出来。我们注意到，在这个图中，轻子在每个顶点位置改变自己的身份和电荷。在上顶点位置，入射的中微子变成带负电荷的出射电子；为了保持电荷守恒，中间矢量玻色子带走一个正电荷并将它传递到下顶点。在那里，入射的电子转换成中微子。像这样的涉及在中间矢量玻色子的顶点入射和出射两个已知粒子之间发生电荷交换的事例，用高能物理的术语来说，叫作“电性流”事例。正像下面将要更详细讨论的，在60年代，通常认为所有弱相互作用都是电性流型的：只有以带电的中间矢量玻色子做媒介的过程才被认为是存在的。然而，在温伯格-萨拉姆模型中，不仅存在带电的中间矢量玻色子W^+和W^-，而且还存在有质量的光子伙伴Z^0。这个电中性的Z^0可以起着“中性流”过程的媒介作用，即传递弱相互作用。在弱作用过程中，入射和出射粒子之间不发生电荷交换，如图6.2(b)所示。[92]

因此，如果存在像图6.2(b)所示的中性流过程的实验数据，那么就可以对温伯格-萨拉姆统一模型和标准V-A理论做出区分。但实际情况是，截至70年代初，不论是电性流的还是中性流的中微子-电子散射，实验上均没有观察 183

到。[93]基于当代数据我们还无法进行这样的经验鉴别——至少对仅应用于轻子的温伯格-萨拉姆模型是如此。但当理论家将温伯格-萨拉姆模型扩展到包括强子和轻子时，情况就不一样了。[94]在70年代初的强子理论背景下，这种明显的扩展是通过夸克概念来实现的：将夸克看成是携带强作用流、弱作用流和电磁作用流的载体这样一种思想正是流代数和组分夸克模型传统的中心思想。不仅如此，部分子模型对电子(后来还有中微子)深度非弹性散射的成功分析，表明可以将夸克看成是点状实体——就像温伯格和萨拉姆在制定他们的模型时对轻子的处理。因此，理论家们通过假设中间矢量玻色子可以像耦合到轻子那样耦合到u，d和s夸克上，从而将强子纳入到温伯格-萨拉姆模型。结果，由 Z^0 传递的中性流被应用到强子的弱相互作用上，与已有的实验数据的冲突也应运而生。

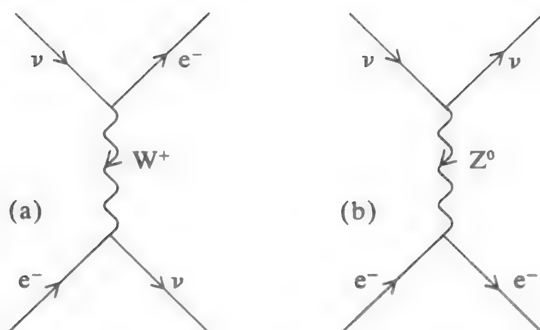
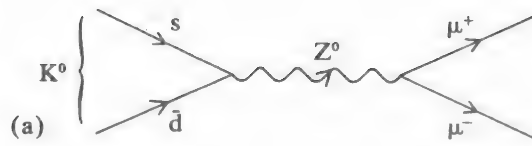
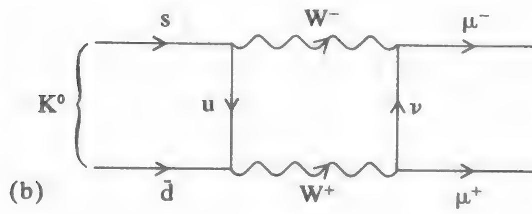


图6.2 中微子-电子散射：(a)电性流情形；(b)中性流情形

这场冲突在K介子衰变现象上表现得最为强烈。Z^0可介入不同的中性流K介子衰变模式，例如图6.3(a)所示的 $K^0 \to \mu^+ \mu^-$。高能物理实验者在整个60年代里一直试图观察到这种衰变，但没有成功。所有已确立的衰变过程都是这样一些过程：它们最多只有很小的截面——远远小于温伯格-萨拉姆模型所预期的截面。事实上，实验对中性流K介子衰变的上限设定非常之低，甚至从V-A理论的角度来看也公认是反常的。这也许证明温伯格-萨拉姆模型还有救。V-A理论是一个不含Z^0的理论，因此从类似于图6.3(a)的一阶扰动图来看，预期不存在中性流。但是，在更高阶扰动理论中，V-A理论中会出现中性流：譬如说，不论是W^+交换还是W^-交换，都类似于图6.3(b)所示的单个Z^0的交换。而V-A理论是不可重整化的，因此，严格来说，理论家根本就不会考虑这类高阶图。然而，如果能够找到某种令人满意的重整化途径，理论家的确愿意就那些可以预料的结果做些启发性的和近似的计算。所有这些都表明一点：实验上得到的K介子衰变率会比理论预期值低几个数量级。 184



s
K⁰
d̄
Z⁰
μ⁺
μ⁻
(a)



s
W⁻
μ⁻
K⁰
u
ν
d̄
W⁺
μ⁺
(b)

并且可以恰当地耦合到中间矢量玻色子，这样中性流就可以被抵消到与 K 衰变数据相一致的水平。这里说的适当量子数是指，像 u 夸克一样，粲夸克必须具有 +2/3 电荷数。GIM 在 V-A 理论下论证了这一结论。虽然开始时，GIM 机制仅受到少数理论家的关注，后来也只是研究 K 衰变反常的研究者对它产生兴趣，但在特霍夫特的工作之后，随着统一模型的研究热情日益高涨，中性流问题成了最重要的问题，GIM 机制也被认为是使温伯格-萨拉姆模型的预言与实验数据取得协调的最合适的备选方案。GIM 于 1970 年发表的文章成为空前活跃的电弱统一模型研究的核心支柱之一。[98]

受到 GIM 机制抵消的中性流称为"变奇异数"中性流，因为在有关的 K 介子衰变中，一个单位的奇异数消失了。但这种机制不能抵消"奇异数守恒"(即过程前后奇异数不改变)的中性流。因此温伯格-萨拉姆模型预言，即使添加了粲夸克，也还是存在大小与传统电性流同量级的奇异数守恒的中性流效应。这里，温伯格-萨拉姆模型与公认数据之间的冲突仍存在。奇异数守恒中性流的数据来自中微子散射实验。[99]图 6.4(a)显示了典型的奇异数守恒电性流的中微子事例$\nu n \to \mu^- p$，图 6.4(b)给出了类似的中性流中微子事例$\nu n \to \nu n$。在 60 年代里，后一类事例被认为是假设性的。1963 年，第一次 CERN 中微子实验报告了中性流率的上限，[100]并且评论道："显然，在电性的对称性基础上不允许出现中性轻子流。"[101] 1970 年，中微子实验给出的中性流上限提高到大于电性流约 10%，[102]但这个新的上限仍低于温伯格-萨拉姆模型的预言值。学界普遍认为，在中微子散射实验中，像在 K 介子衰变实验中一样，弱中性流不存在。

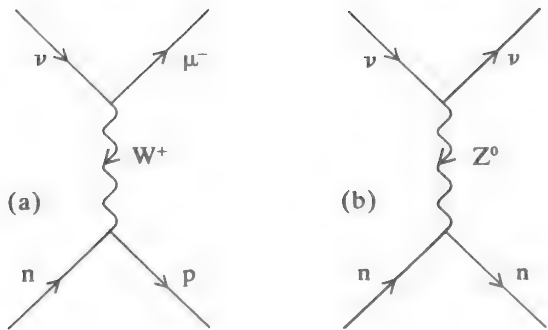


图 6.4　中微子-核子散射：(a)电性流情形；(b)中性流情形

186　规范理论家对这个经验性问题的反应是构建一种替代的电弱模型，其中中性流要么没有，要么被严重抑制。提出这类模型的原型设计的有几拨人：在费米实验室，是本杰明·李；在 CERN，是普伦特金(J. Prentki)和朱米诺(B. Zumino)；在哈佛大学是格拉肖(Sheldon Glashow)和霍华德·乔吉(Howard

Georgi，当时是博士后研究人员）。[103]这些模型尽管在细节上有所不同，但都遵循同样的策略：引入假设性的、不可观测的粒子，以便抵消或抑制中微子散射（和K介子衰变）实验中的中性流的影响。李、普伦特金和朱米诺设置的是新的重轻子（类似于电子和 μ 子的更大质量粒子），而乔吉和格拉肖则是引入新夸克。

这波建模热潮的结果是，要消除中微子实验中的中性流，唯一的办法是引入假设性粒子，这种粒子本身在中微子实验（和其他实验）中应是可观察的。由此可见，在70年代初，电弱规范理论队伍的蓬勃发展与实验现状之间是不匹配的。理论家发现，他们的模型所预言的现象在实际实验中根本观察不到。但他们用这样一种思想来安慰自己：这是因为中微子实验非常难做，与其他领域的实验相比还处于襁褓时期。在70年代初，装备有电子探测器的费米实验室的两个高能中微子实验已准备就绪，CERN的加尔加梅勒泡室中微子实验也已在准备之中（见5.4节，那里讨论的数据就是有关电性流中微子相互作用的）。也许这些实验能够发现前一代实验无法观察到的现象。

187

这便是规范理论家的思路。他们以最直接的方式将这种认识传达给有关的实验同行。[104]1971年年底，在美国，温伯格与哈佛-宾夕法尼亚-威斯康星-费米实验室（HPWF）中微子联合实验的领导人进行了接触。他向他们陈述了重视在费米实验室的装置上积极寻找中性流的重要性。于是HPWF实验组按照新的概念重新设计了实验装备。[105]同时，在欧洲，CERN的理论家为加尔加梅勒装置的实验者们安排了一次讲座，其间再次强调了探索中性流（和其他新现象）的重要性。这样，正如下节要进一步讨论的，理论家们的苦心没有白费。1972年初，CERN的实验者开始检查加尔加梅勒泡室的照片，他们发现，入射中微子经常看上去像是毫发无损地出现（而不是像对电性流事例预期的那样转换为一个 μ 子）。1973年7月，加尔加梅勒的实验者发表了一篇论文，宣布他们发现了弱中性流。通过对290 000幅中微子束照片的检查，他们确认了大约100个中性流过程 $\nu N \to \nu X$ 的事例（相比之下，电性流过程 $\nu N \to \mu^- X$ 的事例约有400个）。[106]

1974年，费米实验室的中微子实验步其后尘，报告了HPWF联合实验对中性流的观测结果，紧接着加州理工学院和费米实验室的联合实验也报告了相关结果。[107]从这时起，弱中性流的存在被认为已经确立。中性流事例的发生率的实验估计是粗糙的，但数量级与（GIM改进了的）温伯格-萨拉姆模型给出的大小相符，这样，替代模型就显得多余了。[108]现在，中微子数据成了温伯格-萨拉姆模型的支持性证据，而不再是否定性证据了。在杨和米尔斯提出规范理论的二十多年后，这一理论终于获得了坚实的经验基础。这是新物理学史上的一个重要事例，在以后的章节里，我们将能够检验它的多方面的影响。

在结束本章之前，我们不妨探讨一下中性流这一划时代发现背后的实验过程的细节以及实验与理论发展趋势的关系，前者是这种发展的助推器。

6.5 中性流与中子背景

我们如何从理论高度来看待弱中性流的实验发现与电弱统一规范理论发展之间的关系呢？按照典型的“科学家的描述”，前者被看做是对自然状态的 188 一种不成问题的观察，并且是对后者的独立验证。但这种观点经得起历史的审查吗？我想应当说是不能，这一点通过将加尔加梅勒上中性流发现的实验与它之前的 CERN 实验进行对比检查便一目了然。[109]这里涉及到两个相互关联的论证。首先，我将论证，出自 60 年代和 70 年代 CERN 的中性流报道都是以经验性的、原理上有问题的解释性程序为基础的。实验程序，以及由此得到的观察报告，其合理性受到广泛质疑。因此物理学家必须在接受还是否决这些程序及其产生的观察结果方面做出选择，正如第一章中指出的，这种选择因素正是被“科学家描述”所忽略的关键所在。然后我将证明，60 年代中微子实验的解释性程序与加尔加梅勒联合实验的程序之间存在着重大差异，而且这种差异正是认为中性流存在还是不存在的关键。最后，我将证明，不论是 60 年代的解释性程序还是 70 年代的加尔加梅勒联合实验程序，决定程序的公共决策最好地反映了理论和实验实践的共生状态。

中子背景

让我们先从数据开始。图 6.5(a)是一幅加尔加梅勒实验记录下的中性流事例的照片，图 6.5(b)是所记录轨迹的解释性示意图。不用说，对于未经训练的人来说，图 6.5(a)与图 6.5(b)之间的等价性不是一目了然的，但对于受过训练的人来说则完全不同。例如，图 6.5(b)中表示中性流事例中入射和出射中微子特征的虚线就不能从照片上读出。因为中微子是电中性的，不会留下任何痕迹，它们的存在只能从实验观察结果推断出来。在判读中微子实验泡室照片时，必须作这样的推论带来了很大问题，这里我只集中讨论这些问题之一：“中子背景”。

众所周知，在中微子实验中，中子背景是带来解释上困难的一种来源，其原因说明如下。泡室的“活性体积”——即轨迹形成并被拍摄下来的那部分液体体积——只占探测器的总体积的一小部分。例如，在加尔加梅勒实验 189 中，18 吨氟利昂活性体积的外围是 1000 吨的附属设备（腔体、控制氟利昂温度和压力的设备、大的电磁铁等）。在辅助设备内，中微子的相互作用贯穿整个探测器，不论是在活性体积内还是在其外，这种相互作用都是一样的。中子通常是这种相互作用的产物，同时因其电中性，中子在泡室胶片上留下的

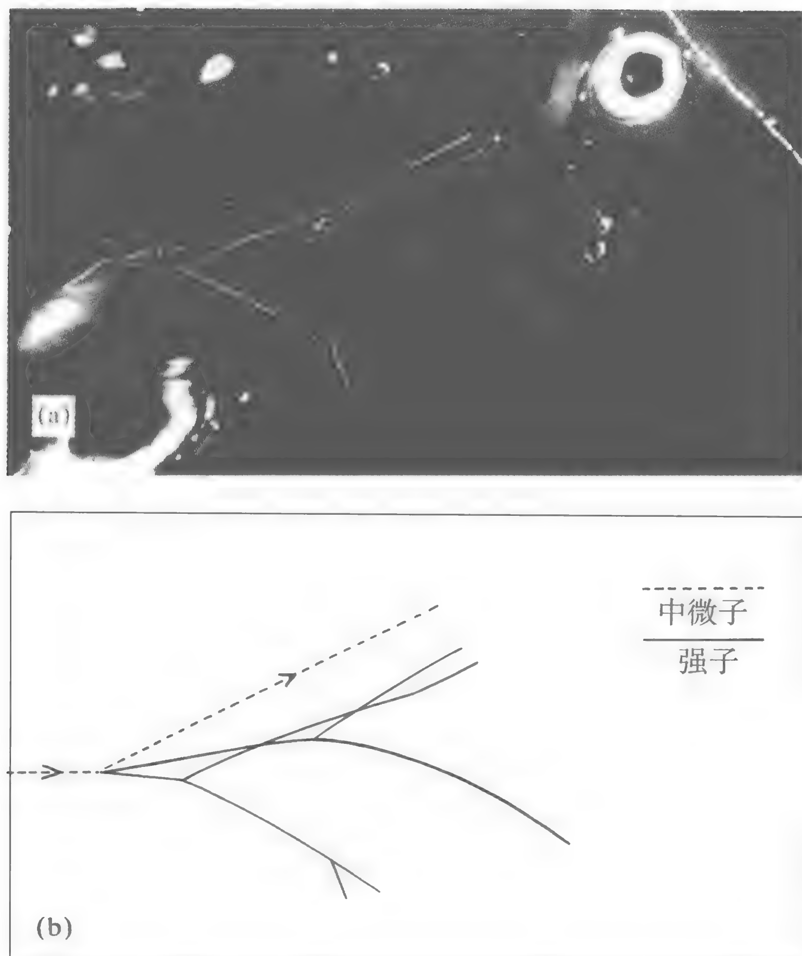


图 6.5 加尔加梅勒实验记录下的中性流事例(经 CERN 许可复制);(b)同一事例的解释性示意图

径迹与中微子的一样:它们都是无形的。因此,实验者没有简单的方法对下述两种情形作出区别:(a)活性体积内真正的中微子事例和(b)中子引起的事例(这里中子源自辅助设备中看不见的中微子的相互作用,并随后进入活性体积)(图 6.6)。 190

中微子实验者将如图 6.6(b)所示的事例称为"中子背景"。确认并排除这些事例是中微子实验分析的重要组成部分。在电性流事例的分析里,这个任务相对来说不算重,因为在那里出射 μ 子的存在可以看做是入射中微子(而不是入射中子)的信号。虽然中性流事例可通过不存在出射 μ 子来鉴别,但其总体特征却与中子背景事例的特征相同,因此消除中子背景的问题在中性流

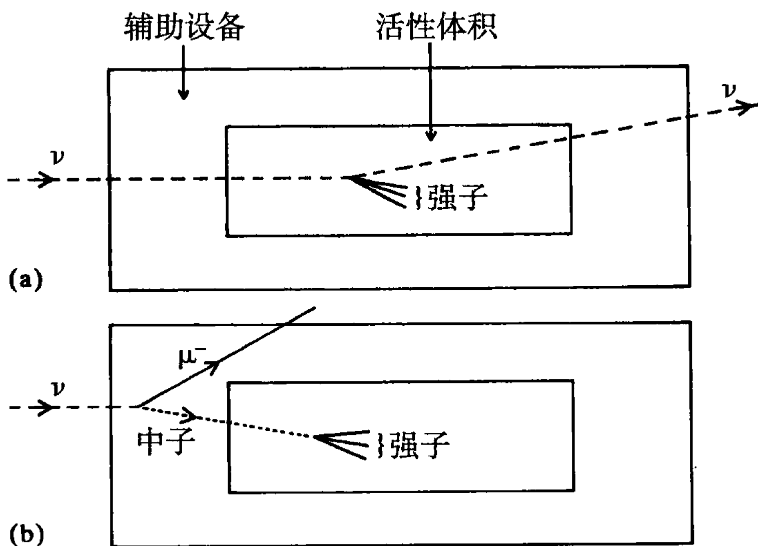


图 6.6 (a)中微子引起的中性流事例；(b)中子背景事例

分析中相对比较困难。下面我们来对比一下在 60 年代和 70 年代里 CERN 的中微子泡室实验分别是如何处理这一问题的。

60 年代中微子实验

正如 6.4 节说明的那样，1963 年，人们从 CERN 的第一个中微子实验结果中得到中性流与电性流的比值的紧上限(3%)。实验者是如何得出这个值的呢？首先应指出，假设他们没有观察到中性流事例显然是不正确的。他们观察到许多这类事例，但怀疑这些事例都是中子背景事例。他们的理由如下：中子背景事例是次级相互作用，源于辅助设备中的初级中微子事例。因此平均来说，中子背景事例的总能量要比真正的中微子事例的总能量小。为此实验者对实验数据设置了一个能量“截断”(高能物理里的标准做法)，所有总能量小于 250 MeV 的事例均忽略。这样，剩下的事例里没有一个是非弹性中性流事例($\nu p \rightarrow \nu p$)，“弹性”的电性流事例($\nu n \rightarrow \mu^- p$)是 31 个。这些统计数字直接给出 3% 的上限。[110]应当强调的是，这个能量“截断”的设置是一个独断的过程，具体截断设为什么能量值实际上是各种矛盾妥协的结果。截断值设置得越高，表明实验者对中子背景的排除越自信，但实验的统计性也越差，因为有更多的各类事例被从分析中排除掉了。

CERN 的实验者杨(E. C. M. Young)是对这种截断设置的可信性进行过明确探讨的少数研究者之一。在他 1967 年的博士论文里，杨计算了 1963 年到 1965 年间 CERN 上一系列中微子实验的预期的背景中子通量。[111]他发现，对于

观察到的中性流类型的事例，大多数数据都可以解释，但不是全部。没法解释的中性流类型事例大约有 150 个，相比之下，能够正确辨认的电性流事例约为 570 个：差不多 4 个电性流事例里有一个“中性流”事例，这同后来的加尔加梅勒实验的结果是相同的。[112]

但是，在 1967 年，人们认为之所以存在这种表观的中性流信号，是因为杨的计算方法有缺点，而不是表明存在一种新现象。当时的标准做法仍然是先对中微子数据人为设置一个能量截断，然后再尝试估计中性流信号。[113] 例如，在 1970 年，人们给出过 1967 年 CERN 泡室实验的中性流发生率的上限。实验者发现，若将入射“中微子”能量截断设定为 1 GeV，则仍存在 4 个弹性中性流类型事例；以及 4 个类似于由中性流产生的单个 π 介子产物事例（$\nu p \to \nu \pi^+ n$）。由这些数据可知，中性流发生率的上限为 12%，相应过程的中性流与电性流截面的比值为 8%。[114]

192

加尔加梅勒实验

推得存在弱中性流的加尔加梅勒实验数据的解释性程序明显不同于那些支持早期分析得出相反结论的程序。像其前辈一样，加尔加梅勒实验的实验人员也为其数据设置了 1 GeV 的截断，但现在这种设置是出于不同于以往的一套独特的考虑。由于加尔加梅勒是在中微子束明显改进了的条件下运行的，因此存在相对较多的能量大于 1 GeV 截断的事例。为此加尔加梅勒的实验者通过对单举过程（$\nu p \to \nu X$，其中 X 是任何强子或强子组合）的分析进一步强化了中性流事例的候选样本，而不是像早期实验那样仅仅注意到遍举性弹性散射事例和单 π 介子的产物通道等。[115]

实验者接着采用不同的方式来估算中子背景对表观中性流信号的贡献。结果表明，能够用中子背景来解释的事例数仅占全部表观中性流信号的约 10%，其他 90% 的中性流事例都可看成是真实的，由此形成加尔加梅勒发现报告的基础。尽管如此，这里仍有必要指出，加尔加梅勒对高于能量截断的中子背景的这种估计只是对杨早先取得的结果的进一步细化，原则上存在类似的问题。最详细的估算（发表于 1975 年）有赖于复杂的计算机程序，这种程序用来模拟加尔加梅勒配套设备里中微子带来的中子产物，这些中子随后传播到加尔加梅勒的活性体积内，并在那里发生相互作用。[116] 由此可见，程序里设定了各种假设，这些假设包含了不可测量的物理学参数，这使得坚定的批评者可以合法地质疑这种假设（包括模拟的其他方面）乃至发现本身。[117] 实际上，在加尔加梅勒上的发现公布后的几个月里，高能物理界内对这一结果一直是有争议的。直到 1974 年，费米实验室 HPWF 小组报告了他们对中性流的观察结果，这一发现才真正被确立。也只有到这时，加尔加梅勒的中子背景

193 模拟技术才作为相关的实验状态逐渐被普遍接受。这里似乎让人感到，随着CERN结果的独立证实，我们已经又回到“科学家描述”上来。但是，事情并非如此简单。从历史的角度看，这里的“科学家描述”同样是不充分的。我不打算在这里详谈，但有必要指出的是，HPWF实验只是一系列电子型中微子实验中最新的一环，HPWF的中性流报告是在新的、其解释性程序并非没有潜在可质疑问题的基础上形成的。[118]这种讲求实效的解释性的变化，对于加尔加梅勒上的发现和费米实验室HPWF小组对其的验证，都是内在固有的。我们很难将二者的工作看成是对自然状态的直接的、毫无疑义的观察。

因此，在中微子物理学的两个分支——泡室实验和电子实验——上，下述模式是一样的：60年代的那种认定不存在中性流的特定的解释性程序让位于70年代的确认中性流明显存在的新的解释性程序。这两套程序原则上都不是无可置疑的，但高能物理界先选择接受前者，然后才是后者。为什么会有这种转变呢？如果考虑到科学实践的动力，答案就会变得很明显，将它阐释清楚会是有益的。

理论与实验的共生关系

中性流研究的历史可以由短暂的动荡而分为两个稳定时期。第一个稳定时期贯穿整个60年代并延伸至1971年，其特征是整个高能物理学界一致认为（主要是从K介子衰变实验的结果推得）不存在中性流。第二个稳定时期从1974年起直到现在，学界一致认为，确实存在中性流。在这两个时期内，实验和理论之间均存在着共生的、相互促进的各自不同的关于中微子实验的解释性程序。在每个时期，实验实践既为理论研究提供依据，也为后者提供课题，反之亦然。在第一个稳定阶段，中微子实验者提供了理论家们感兴趣的数据（主要是电性流弹性散射），理论家则通过对数据的详细分析处理为进一步实验指明了方向。两方面对中性流均不感兴趣。实验上说，中性流过程的确定和解释（由于中子背景问题）要比电性流困难得多，而理论上，物理学家

194 是在V-A传统下工作，不需要涉及中性流。因此，对于导致不存在中性流结论的看似无关痛痒的解释性程序缺乏挑战的动因。

在特霍夫特工作之后涌现出的电弱理论工作使得规范理论家与中微子实验人员之间出现了裂痕，二者之间的共生关系暂时中断。理论家们提出的阐释性模型中包含有实验者不了解的现象，这促使人们对中微子物理学里的解释性程序重新评估。正如一位著名的中微子实验物理学家在1979年看到的那样：

> **回想起来，中性流事件很可能早在1967年就已看见过。CERN重液**

泡室的数据……显示，末态伴随强子而不见 μ 子的事例的数量大得惊人。对中子和介子引发的背景的计算是如此不明朗，以至于对观察到的事例的数目无法定论。在 1967 年，对是否要纠正这些不确定性基本上没有压力。但 5 年后，理论上的大环境有了很大改变，因此为解决这类事例是否真的反常问题，人们付出了持久而谨慎的努力。[119]

一位领袖级理论家以更有力的方式表达了同样的认识。他在 1978 年指出，中性流很可能在 60 年代的中微子实验中已有报告，但只是当“全世界的理论家真正开始考虑中性流”时，实验者才开始重新考虑其解释性程序。[120]

在 70 年代初，中微子实验者重新评估其解释性程序。正如我们所看到的，他们成功地找到了一套新的、使中性流能够清楚显现的做法。这套新程序仍以讲求实效为第一要务，因此原则上说，与先前的一样，并非无可挑剔。但是同样一如以往的是，新程序是在 70 年代理论和实验的互动共生过程中坚持了下来。中微子实验者通过采用新程序，可以不花代价就能有效地获得一些东西。他们只需认真对待 60 年代里不重视的中子背景计算即可获得全新的现象：中性流。他们已经掌握了进一步探讨这一现象所需的工具，而规范理论家的工作确保了这种调查具有最重要的意义。默里·盖尔曼在 1972 年指出，“(电弱)模型对实验者来说是一个富矿”，[121]事实证明确实如此。在加尔加梅勒发现之后，各种中微子实验方案在国际上主要的质子同步加速器实验室迅速兴起，它们构成了新物理学的先驱(就中微子实验而言，由于它们与夸克-部分子模型之间的关系，这种先驱性质也是新物理学所固有的，只是这里强调的是电性流而不是中性流数据)。弱中性流的发现反过来又为理论家提供了宝库。通过采纳这些实验发现报告提供的数据和中微子实验者的新解释性程序，规范理论家用当前最新的实践成果武装了自己，同时也为进一步研究找到了新的课题。[122]因此，在加尔加梅勒发现后的几年里，规范理论和中微子实验的传统一并增长和繁荣起来。理论家掌握着阐明前者的工具，实验者对后者了如指掌，两种传统之间形成了一种相互支持的环境。中性流既是这种共生现象的媒介也是其产物，实现的前提条件就是接受新的解释性程序。

195

在这种描述的第三部分里，我们将跟踪构成新物理学的其他传统来叙述电弱规范理论和中微子实验随后的发展。但就目前来说，在这里先给出一点提示性说明是适当的。中性流的发现虽然受到欢迎，但也给理论家带来了一片乌云。GIM 机制揭示了 K 介子衰变实验与中微子散射实验之间显著差异，可以想象，中性流应在后者中观察到，而在前者中则否。事实确实如此，但要解释清楚其原因就必须引入一种新的、不可观测的粲粒子。因此，中性流只能说是部分实现了规范理论家的预期目标。我们将在第 9 章描述他们没能

实现的那些希望。现在是回到夸克部分子模型的时候了，同时我们来看看它们是怎么得到规范理论家的青睐的。

注释和参考文献

1. Glashow(1980, 539)。
2. 我很感谢杨振宁教授给予的访谈和提供的传记材料。
3. Pauli(1941)。
4. “规范”这个术语最先是由赫尔曼·外尔(见 Weyl, 1931)引入的，指的是对不同时空点进行假设性重新定标或“计量”的可能性。
5. 第3.3节讨论的强相互作用量子场论在“总体”SU(2)变换下是不变的。也就是说，如果同位旋坐标轴对于每个时空点都严格以同样的方式变换[即如果上面引入的函数 $\theta(x)$ 仅为独立于 x 的常数]，那么拉格朗日量就可以定义为不变量。杨试图将量子电动力学理论建模成超越总体 SU(2)不变性的一种具有局域的、依赖于 x 的 SU(2)不变量形式。
6. 就像他对对称性原理和群论感兴趣一样，杨在统计力学的兴趣也是根植于他早年在中国受到的教育。他于1944年完成的硕士论文的题目就是“有序到无序转变的统计理论的贡献”。
7. 对杨的采访。
8. 杨-米尔斯理论的首次公开发表是在1954年4月30日华盛顿召开的美国物理学会会议上(Yang and Mills, 1954a)。关于这个理论的正式论文提交于1954年6月，10月出版(Yang and Mills, 1954b)。
9. 尽管量子电动力学本身是一种规范理论，但我后面用这个词主要是指杨-米尔斯型规范理论，其中规范粒子之间存在自相互作用。从专业上讲，量子电动力学与杨-米尔斯理论的区别在于，前者在阿贝尔规范变换下是不变的，而后者则是在非阿贝尔变换下是不变的。所谓阿贝尔群[如量子电动力学里的 U(1)]是这样一种群，如果对该群重复做形如 $\psi \to \psi e^{ie\theta(x)}$ 的变换，则产生的结果与这些变换的顺序无关。而非阿贝尔群则是一种变换结果与变换顺序有关的群。其函数 $\theta(x)$ 分别为不对易的 2×2 和 3×3 矩阵。形如 $e^{ie\theta_1} e^{ie\theta_2}$ 的乘积依赖于各项的前后顺序。
10. Utiyama(1956)。
11. 对杨的访谈。1957年泡利也曾就阿卜杜勒·萨拉姆对W子质量的态度让后者苦恼不已：“你论文里关于矢量场的部分有毛病……每一个读者会认为你在这里故意隐瞒了一些东西，会问你同样的问题”(引自 Salam 1980, 28)。
12. Sakurai(1960)。樱井纯后来将他的这种方法发展成“矢量(介子)主导”模型。这个模型在60年代的强子电磁相互作用唯象研究方面起过重要作用，关于这方面的文献和述评，见 Williams(1979, 1706-1714)。
13. Glashow and Gell-Mann(1961)。
14. 我在本章用“电弱”一词有点早了。这个词要到70年代末才开始为高能物理学界所

接受，这方面的发展见第 10 章。

15. 电弱统一的规范理论的发展在 60 年代的高能物理学界影响甚微，但到了 70 年代，人们通过回顾看出了它具有的重大意义。关于这方面的历史和概念评述，现在已经有许多好的文献面世。科普性质的，见 Weinberg(1974a)；专业性质的，见 Veltman(1974)，Taylor(1976)，Lee(1978)，Sakurai(1978)，Coleman(1979)，Dombey(1979)和 1979 年诺贝尔物理学奖获奖演说：Weinberg(1980)，Salam(1980)，and Glashow(1980)。
16. Schwinger(1957)。 197
17. Bludman(1958)。
18. Glashow(1961)。
19. Ward(1950)。
20. 我很感谢萨拉姆教授接受采访并提供传记等资料。关于他早年对重整化方面的贡献，见 Salam(1951a，b)。
21. Shaw(1955)。肖在得知杨和米尔斯已经得出了类似结论后，没有发表他的工作(对萨拉姆的访谈)。
22. 见 Ne'eman(1983)。
23. Salam and Ward(1959，1961，1964)。
24. Komar and Salam(1960)，Salam(1962)。
25. 我很感谢南部教授接受采访并提供传记等资料。
26. Bardeen，Cooper and Schrieffer(1957)。俄罗斯著名理论物理学家巴格寥夫(N. N. Bogoliubov)为 BCS 理论提供了一种非常优美的表述形式(见 Bogoliubov，Tolmachev and Shirkov 1958)。在高能物理学界，巴格寥夫的这种处理方法最具影响力。关于 BCS 理论对超导研究的影响的定量分析，见 Nadel(1981)。
27. Nambu and Jona-Lasinio(1961a，b)。
28. 有关高能物理理论与固体物理理论之间相互借鉴的进一步的事例，还包括重整化群和格点理论的发展(第七章)。其共生的广度可从设立高能物理-固体物理会议而见一斑(例如，见 Brezin，Gervais and Toulouse 1980)。
29. 在这个时期，铁磁性的类比对高能物理发展的作用有限。甚至在南部和戈德斯通的工作(见下文)之前，海森伯(Werner Heisenberg)就曾尝试过从这一领域吸取资源来发展全面的基本粒子理论。但海森伯及其合作者追求的是一种奇特的“非线性”理论，正如南部所说的那样(Nambu 1961a，347)：“要通过极其复杂的数学运算得到的结果来形成一种清晰的物理洞察力是非常不容易的。”关于海森伯方法的起源，见 Cassidy(1981)。
30. 我很感谢戈德斯通教授接受采访并提供传记等资料。
31. Goldstone(1961)。
32. Goldstone，Salam and Weinberg(1962)。
33. 这一思想最初来自南部和乔纳-拉希尼奥(Nambu and Jona-Lasinio 1961a，b)。后来，它被阐述成流代数的“有效拉格朗日量”方法。人们用这种方法重新推导了流代数的结果和 PCAC 假设，并对这些结果在适当构造的拉格朗日量的微扰分析基础上进行了扩

展。关于这方面工作的综述，见 Bjorken and Nauenberg(1968，257－262)。

34. Anderson(1958)。
35. Anderson(1963)。又见 Schwinger(1962a)。
36. Klein and Lee(1964)，Gilbert(1964)，Higgs(1964a)。
37. Higgs(1964a，b，1966)，Englert and Brout(1964)，Englert，Brout and Thiry(1966)，Guralnik，Hagen and Kibble(1964)，Kibble(1967)。

198

38. 我要衷心感谢希格斯教授，他在百忙当中几次接受采访，并提供传记材料和其他有帮助的意见。
39. 严格来说，希格斯机制包括规范理论拉格朗日量中标量粒子的负**质量平方**项，从中可直接推得虚质量。此外还需要给标量赋上不为零的“真空期望值”。从物理上说，这相当于铁磁体具有非零的磁性。
40. Weinberg(1967b)。我非常感谢温伯格教授为此接受的采访和提供的传记材料。
41. 见 Weinberg(1974b，256；1980，516)和 Lee(1978，150)。温伯格的电弱模型提交于1967年10月。在这一年1月提交的一篇论文(Weinberg 1967a，509，注7)里，温伯格提到正发展一种有效的规范理论拉格朗日量(见前注33)，其中 ρ 与 A_1 介子之间的质量差表观上是由一类对称性自发破缺机制产生的(尽管它们的共同质量为人为设定)。应该指出的是，1965～1966年，希格斯离开爱丁堡去北卡罗莱纳大学待了一年。在此期间，他在美国一些地方就他的这一工作作过几场报告。因此很显然，温伯格提出的理论会涉及希格斯机制，尽管如此，温伯格对这一机制的认识路径是建立在他自己的研究基础上的。
42. 温伯格和格拉肖之间的友谊可追溯到他们在纽约布朗克斯中学的同学关系(对温伯格和格拉肖的采访)。1967年，温伯格和格拉肖的合写过两篇文章：Glashow，Weinberg and Schnitzer(1967a，b)。
43. Salam(1962)。
44. Guralnik，Hagen and Kibble(1964)，Kibble(1967)。在后一篇论文里，基布尔讨论了如何将希格斯机制从量子电动力学扩展到杨-米尔斯规范理论。
45. Salam，访谈。
46. Salam(1968)。
47. Coleman(1979，1291)。对于萨拉姆1968年的论文没有可等效的统计数字。但鉴于这篇论文的出版地相当模糊，因此我们可以合理地假定对它的引用等同于温伯格的论文。当然，在盖尔曼就萨拉姆提交其模型的会议进行总结时，他并没有提及电弱统一概念(Gell-Mann 1968)。
48. 在他们的原始论文里，温伯格和萨拉姆都猜想到自发破缺的规范理论可能是可重整化的，但两人都没有声称能够证明这一点。又见 Salam(1962)。
49. Veltman(1974，439)。
50. Veltman(1974，429)。
51. 我非常感谢韦尔特曼教授就他在规范理论方面的工作给予的详细说明。我也非常感谢特霍夫特教授接受访谈并提供有关的传记材料。关于规范理论重整化的通俗描述，

见 't Hooft(1980)。

52. 这里及下述不具名的引述均来自于与韦尔特曼的私人通信。
53. Schwinger(1959)。关于施温格对流代数语境下论证的讨论，见 Adler and Dashen(1968，216 - 224)。 199
54. Veltman(1963a，b)。
55. Veltman(1966)。又见 Veltman(1968a)。
56. Feynman(1963)。见下注 68。
57. Bell(1967)。
58. Veltman(1963a)提供了一种对中间矢量玻色子(不必是规范场)的电磁相互作用进行高阶修正的计算方法。其具体的实用价值是对 CERN 第一次中微子实验中中间矢量玻色子的产生率进行估计。韦尔特曼和贝尔都是 CERN 的常驻理论专家，而且这些实验还处于进展中，见 Bell and Veltman(1963a，b)。关于他们的贡献，见 Franzinetti(1963)。在韦尔特曼访问斯坦福线性加速器中心期间(1963 年 9 月至 1964 年 4 月)，他还写了一个计算机程序(SCHOONSHIP)来处理中间矢量玻色子理论的高阶微扰展开项里出现的大量的图之间的代数关系。他在随后研究规范理论时不断用到 SCHOONSHIP 计算。Veltman(1963b)包含了对标量场论重整化的详细考虑(特别是在有不稳定粒子存在的情形下)。韦尔特曼随后又将这篇论文发展出来的许多概念性和图释性技术用到了他对规范理论的研究上。
59. 请注意，韦尔特曼的大部分工作都是关于弱相互作用的中间矢量玻色子理论的唯象研究的(见前面的注解)。韦尔特曼关于人为赋质量理论的决定指向第 6. 2 节讨论的结论：由对称性自发破缺产生质量的重大意义只有在它与可重整化之间的关系明确之后才能看清楚。1968 年 5 月，韦尔特曼从洛克菲勒大学的理论家亚伯拉罕 · 派斯那里了解到萨拉姆将对称性自发破缺概念运用到电弱统一理论中。派斯曾出席萨拉姆提出了其模型的诺贝尔研讨会，但对萨拉姆的工作细节并不了解，韦尔特曼也忘了这一出。一年还是两年后，当格拉肖建议韦尔特曼研究自发破缺理论时，韦尔特曼是这样回答的："我还没有准备好。我首先必须搞清楚这个人为赋予质量的问题。"
60. 格拉肖认为(Glashow 1959)，有质量的矢量介子理论是可重整化的，但他的这一观点立即受到科马尔和萨拉姆的驳斥(Komar and Salam 1960)(显然这种遭遇使得格拉肖不敢进一步涉足重整化理论)。拉尼曼后来指出(Ne'eman 1983，2，注 2)："'主流观点'排斥量子场论，认为它错得不可救药……因此，杨-米尔斯动力学的量子化最终是由那些恰好不受流行观点影响的人的工作来于实现的。能够满足这一条件的，或是地域偏远(法捷耶夫和波波夫，韦尔特曼和特霍夫特，前者在苏联，后者在乌得勒支)，或是专业相去甚远(德威特，从事引力理论工作)，或是研究风格突出(费恩曼)。"拉尼曼提到的其他人的工作将在下面讨论，但就韦尔特曼来说，值得强调的是，他既在地理上远离主流高能物理中心(身处乌得勒支)，专业上也相去甚远——他研究规范理论的路径和占有的资源是独特的，与众不同。 200
61. 在这里，"鬼"粒子直接类比于论文(Veltman 1963b)中分析的不稳定粒子。该理论的费恩曼规则的重新拟订的可能性与其规范不变性有关。在进行微扰计算时，首先必须

通过向拉格朗日量中添加一项非规范的不变量来“确定”规范。随后对成功计算的检验表明，其结果与所选择的规范无关。韦尔特曼最初用的是“幺正规范”，显然，此时费恩曼规则相当于幺正理论——一种保概率的理论。在这种规范下，可重整化是个问题。而那种含有鬼粒子的规则则称为“可重整化规范”。在这种规范下，可重整化是显然的，但幺正性是个问题，还有待确证。因此在下文中，我不再对试图证明可重整化规范下的幺正性与试图证明幺正规范下的可重整化性质这两种努力作出区分。

62. Veltman(1968a)。

63. 韦尔特曼(私人通信)中提到，奥赛的理论组里有布夏(Bouchiat)、迈耶(Meyer)和后来的伊利奥普洛斯(Iliopoulos)。韦尔特曼访问期间来访奥赛的还有曼德尔斯坦(Mandelstam)、博尔韦尔(Boulware)和李(B. W. Lee)。从 1968 年起，奥赛小组在每年的 8 月举办暑期研究班。韦尔特曼定期参加这种班，由此开始接触到许多学者，其中包括格拉肖、科尔曼、格罗斯和卡伦。在这些理论家里，有些人的贡献我们已经讨论过，其他一些人会在后面予以介绍。

64. 韦尔特曼从两位专家——博尔韦尔和曼德尔斯坦——那里了解到有关零质量规范理论的工作。按照韦尔特曼的话来说，零质量理论研究的目的是双重的：“一个是获得纯数学上的愉悦(如法捷耶夫、博尔韦尔和曼德尔斯塔姆)，或者是增进对引力问题的理解(费恩曼、德威特和弗拉德坎)。”韦尔特曼讨论了这些作者的工作(Veltman 1974, 439－447)，见 Feynman(1963)，De Witt(1964; 1967a, b)，Fadeev and Popov(1967)，Fadeev(1969)，Fradkin and Tyutin(1970)和 Mandelstam(1968a, b)。杨-米尔斯理论与引力理论之间的共同点是二者均可以从局域规范不变性原理得到。然而，引力理论涉及零质量的自旋 2 的场，故要比杨-米尔斯理论更加复杂。因此在上述理论家们看来，对零质量的杨-米尔斯理论进行研究是建立完整的量子引力理论的预备。

需要强调的是，除了与博尔韦尔和曼德尔斯塔姆有过交往之外，韦尔特曼很少能够从奥赛的其他人那里得到鼓励。他回忆道：“科尔曼曾如实地告诉我：‘蒂尼，你只是在清扫弱相互作用的犄角旮旯’……我通常被视为另类，总是奔着奇怪的和不相关的地方去。有些人就是这么告诉我的。大多数人虽没这么说，但却在讨论会上躲着我。”

201 65. 据韦尔特曼(私人通信)说，这个结果为专家所接受，但在后述的特霍夫特的工作之前，文献中的论述不是很明确。

66. Veltman(1968b, 1969)。

67. Reiff and Veltman(1969). 亦见 Slavnov and Fadeev(1970)。

68. 用数学上的“路径积分”来描述量子力学体系是由理查德·费恩曼在二战后的量子电动力学重整化工作中最先采用的。从很多方面来说，费恩曼的路径积分形式体系都要比传统的拉格朗日形式体系更加清晰明了和易于理解，其不足之处则在于它的数学论证相当可疑。因此，费恩曼在发表量子电动力学重整化的结果之前，将它们变换回传统的形式(见 Feynman 1966)。路径积分的第一次扩展处理见 Feynman and Hibbs(1965)。

费恩曼将路径积分用于规范理论(Feynman 1963)，后来有越来越多的理论家追随

他采用这种表述形式。他们发现，他的这种方法比传统的表述形式更恰当。在70年代里，路径积分表述成为规范理论的一种标准形式。为了掌握好路径积分，韦尔特曼在奥赛为学员们开设了有关路径积分的讲座。因此奥赛的许多研究人员和访问学者都是在韦尔特曼的课上才首次接触到路径积分的。1969年，韦尔特曼回到乌得勒支后，又(与N. van Kampen合作)开设了同样的讲座。

69. 韦尔特曼没有研究过施温格的原始论文，但他在乌得勒支确实参加范达姆(H. Van Dam)开设的源理论讲座。
70. Veltman(1970). 又见 Boulware(1970)。
71. Van Dam and Veltman(1970).
72. 't Hooft(1969)。
73. 在关于部分守恒轴矢流(PCAC)假说的论文里，盖尔曼和利维(Gell-Mann and Levy 1960)引入了三个富于启发的场论模型，其中轴矢量流的散度均成正比于 π 介子场；他们称其中的一个模型为 σ 模型。关于这种模型的进一步讨论，见 Adler and Dashen (1968, 24-27)。
74. 见上面注68。
75. 't Hooft(1971a)。
76. 这段对话源自韦尔特曼(私人通信)。他说："由于这段经历已经铭刻在我的记忆里，我可以逐字复述在这里。"
77. 't Hooft(1971b)。
78. (采访中)特霍夫特指出，在1970年法国卡尔热斯举办的暑期学校里，他还从李的课上学到很多关于对称性自发破缺和 σ 模型重整化方面的知识。韦尔特曼补充说(私人通信)，"那个时候在乌得勒支的研究机构里有很多人在研究 σ 模型。"
79. 特霍夫特的文章没有出现在阿姆斯特丹的会议文集里，当时他的论文已被杂志录用。
80. 1972年3月特霍夫特被授予乌得勒支大学的博士学位。
81. 见 *CERN Courier*(1977a)。1977年6月16日，李死于芝加哥的一次交通事故。
82. 见上注36。
83. 关于李的职业生涯，详见其自传 Lee(1978)。
84. Lee(1969)。1970年，特霍夫特参加了李的关于这一主题的讲座，见前注78。 202
85. Lee(1978, 152)。
86. Lee(1972a), Lee and Zinn-Justin(1972a, b, c)。李研究规范理论始于1960~1961年间。当时，李在普林斯顿尝试着弄懂杨-米尔斯理论(Yang and Mills 1954)。后来，他审阅了温伯格1967年关于电弱统一的论文，并与杨本人一起讨论了规范理论的可重整化问题。杨不相信规范理论是可重整化的，但提醒李注意有关零质量理论的文献。1968~1969年，李在奥赛待了一年。在那里，韦尔特曼向他推荐了一些不易得到的文献。
87. 史蒂芬·温伯格回忆道(Steven Weinberg 1980, 518)：

我必须承认，当我在1971年第一次看到特霍夫特的论文时，我不敢相信他已

经找到了证明可重整化的途径。麻烦的不是特霍夫特而是我自己：我对特霍夫特所基于的路径积分形式不够熟悉，我希望看到从正则量子化到特霍夫特规范下的费恩曼规则的推导。不久，李(Ben Lee 1972a)提供了这样的推导(尽管只是对有限类的规范理论)。看了李的论文后，我准备证明统一理论的可重整化。

1967 年，温伯格猜测他的电弱统一模型是可重整化的(见前注 48)。在了解了特霍夫特和李的工作后，他发表了他自己对可重整化结果的证明(Weinberg 1971a)。在乌得勒支，特霍夫特和韦尔特曼致力于从细节上完善特霍夫特的可重整化证明。特霍夫特采用新的具有五维时空的调整子方法，并用于仅含一个闭环的图。特霍夫特和韦尔特曼(1972a)改进工作方法，采用连续(即非整数)的维度，证明"维度规则化"可用于含任意数量闭环的图。特霍夫特和韦尔特曼(1972b)在不依赖路径积分的情形下对整个重整化过程进行了重新计算，从而打消了韦尔特曼的"不信任感"。

88. Weinberg(1974，258)。
89. 一旦重整化程序得到明确界定，高阶辐射修正的计算(涉及闭环图)便成为可能。这项工作是高度技术性的，同时不会立即得到实验上的反响。有关这方面的综述，见 Lee(1972b)。
90. 例如，见 Lee(1972b，262－263)。
91. Weinberg(1974，258)。
92. 我们注意到，一阶计算，由于不涉及闭环，足以确定电弱规范理论的可检验的预言。因此，虽然该理论的可重整化问题带来了大量纯理论方面的工作，但这与这里讨论的唯象工作无关(除非建模有此约束，见下面附注 98)。

203 93. 正如 5.4 节所讨论的，中微子截面很小，因此中微子实验在技术上相应地要困难得多。而中微子-电子散射截面预期还要更小：理论(V-A 模型和温伯格-萨拉姆模型)上认为，截面正比于碰撞质心能量。相对论性运动学指出，对于给定的中微子束的能量，中微子-电子散射的质心能量远小于中微子-核子散射的质心能量。
94. Weinberg(1972a)。
95. 关于 K 介子反常衰变研究的发展历史的原始参考文献，及其对弱相互作用物理的影响的定量评估，见 Koester，Sullivan and White(1982)。
96. Glashow，Iliopoulos and Maiani(1970)。
97. Hara(1964)，Maki and Ohnuki(1964)，Amati，Bacry，Nuyts and Prentki(1964)，Bjorken and Glashow(1964)。
98. 克兰(Crane 1980a，42，Fig. 5)统计了高能物理学界对 Weinberg(1967b)，Glashow，Iliopoulos and Maiani(1970)，'t Hooft(1971b)和 Lee and Zinn-Justin(1972a，b)等几篇文献的每年度的引用数据。截至 1970 年，引用数为 0；1970 年，3；1971 年，6；1972 年，80。此后的引用率直线上升，到 1976 年达到 360/年以上(克兰研究的最后年度)。

    这里应当指出，GIM 机制是一个比较深奥的课题。在规范理论提出之前，阿德勒(Adler 1969)和贝尔等人(Bell and Jackiw 1969)曾分别注意到关于费米子与轴矢流相互作用(例如轻子或夸克通过轴向弱流相互作用)的量子场论的问题。我们不必关心所谓

的“阿德勒-贝尔-杰基(ABJ)反常”的细节，但应指出，它有可能使电弱模型的可重整化性质遭到破坏。奥赛(Orsay)理论组的布夏、伊利奥普洛斯和迈耶的研究表明(Bouchiat, Iliopoulos and Meyer 1972)，如果将夸克 u，d 和 s 包括在内，那么由于存在 ABJ 反常，温伯格-萨拉姆模型的确是不可重整化的。但是，他们还发现，如果加入适当的额外的夸克或轻子，那么这种反常就能消除。一种适当的选择就是 GIM 的做法(前提是夸克还有“色”量子数，见第7章)。由于可重整化性质对于电弱规范理论的确立至为关键，这就势必大大提高了 GIM 的重要性。后来的所有建模都依此而行以避免出现 ABJ 反常。

99. 通过对强子衰变的观察是得不到奇异数守恒的中性流相互作用的任何信息的，因为奇异数守恒的衰变主要由强相互作用决定。
100. Bingham et al. (1963, 555, 569)。
101. Bell, Lφvseth and Veltman(1963, 586)。
102. Cundy et al. (1970)。
103. Lee(1972c), Prentki and Zumino(1972), Georgi and Glashow(1972)。费米实验室和欧洲核子研究中心的理论家们对当下正在进行的中微子实验方案(见后注)特别感兴趣。李也指出(B. Lee 1972d)，温伯格-萨拉姆模型与从第二轮 BNL 的中微子实验(运行于1963~1965年)进一步分析导出的中性流上限相矛盾。令人困惑的是，这种再分析的工作是由高能物理实验者李实施的(W. Lee 1972)。

204

104. 下文和后面章节讨论的关于这些事例的历史记载和详细的论文文献，见 Galison (1983)和 Pickering(1984)。关于高能物理方面相关文献给出的定量分析，见 Sullivan, Koester, White and Kern(1980)和 Koester, Sullivan and White(1982)。
105. HPWF 实验是电子实验，最初设计仅用作通过 $\nu p \to \mu X$ 型电性流事例来产生 μ 子的触发器(即事例记录仪)。由于中性流事例的显著标志是没有 μ 子产生，中微子悄无声息地出现，因此这个仪器看不到中性流事例。按照温伯格的提议，人们对这台仪器进行了重新设计以触发强子——由中微子事例产生的粒子(X)簇射，由此可分辨是电性流事例还是中性流事例。
106. Hasert el al. (1973b)。关于这一发现的更详细的描述见次年1月的文章：Hasert el al. (1974)。从完整性考虑，应当指出，除了对强子型中性流(即中微子与强子之间的中性流相互作用)的这些观察之外，加尔加梅勒小组还报告了纯轻子中性流(如图6.2所示的中微子与电子之间的中性流相互作用)的发现。Hasert el al. (1973a)报告，通过对超过70万幅照片的检查，发现有一例后一种类型的事例。在正文中，我主要集中讨论强子型中性流的发现，因为这一发现对高能物理学界有更为直接的影响(这并不奇怪，因为单个事例很少会作为一种重要的新现象的证据而被接受)。关于弱相互作用的定量共引分析，见 Sullivan, Koester, White and Kern(1980)的图3、图4和图5。
107. HPWF 小组的早期报告使人糊涂。当加尔加梅勒的发现首次公布后，HPWF 小组声称他们可以予以确认。后来在1973年，他们得出结论说，他们有证据证明不存在中性流。最后，在1974年初，HPWF 提交了支持这一发现的文章：Benvenuti et al. (1974), Aubert et al. (1974a, b)(这方面的详细资料见 Galison 1983)。关于加州理工

学院-费米实验室联合小组的观察，见 Barish et al.(1975)。后者还报告了对温伯格-萨拉姆模型的替代模型所要求的重轻子的否定性观察结果(Barish et al. 1974)，这与加尔加梅勒小组取得的结果一样(Eichten et al. 1973b)。关于欧洲核子研究中心和费米实验室的观察结果的通俗描述，见 Cline，Mann and Rubbia(1974)。

108. 对于温伯格-萨拉姆模型的崛起以及在加尔加梅勒发现之后其替代模型的消亡，见 Sullivan et al.(1980)和 Koester et al.(1982)给出的弱作用文献时间序列共引分析。

109. 我单挑 CERN 中微子泡室实验项目来讨论，是因为中性流发现过程在这个实验上达到高潮。如下所述，其他泡室实验和电子型中微子实验的发展也给出了同样的分析 205 结果。

110. Bingham et al.(1963，569)。

111. Young(1967)。

112. 杨没有明确阐述这一结论，但这个结论可以直接从他对背景的估计(Young 1967，58)和对不同类型事例的计数(Young 1967，39，Table 2.3)结果得出。在一份未发表的1972年备忘录中，CERN 中微子实验的领导者之一帕金斯(D. H. Perkins)报告了类似的结果：见 Llewellyn Smith(1974，460)。

113. 我们已经指出，由辅助设备里中微子相互作用带来的中子产物无法解释中性流的观察数据。Young(1967，58)将其余待定的事例确认为“可能由于质子束的渗漏效应”造成的。

114. Cundy et al.(1970)。

115. 注意力从遍举中性流事例转向单举中性流事例的这种变化与此前夸克-部分子模型发展过程中对电性流事例的分析(见第5.4节)所养成的态度是一致的。Pais and Treiman(1972)和 Paschos and Wolfenstein(1973)描述了用夸克-部分子模型来提前对单举性中性流进行预言。在加尔加梅勒的发现正式公布之前，参加这一实验的实验者之一——罗伯特·帕尔默(来自布鲁克海文国家实验室的访问学者)——曾尝试着解释这些事例，他提交了一篇用部分子模型来解释中性流数据的论文(Palmer 1973)。但这篇论文的发表被推迟了，直到官方的报告发表之后才得以见刊。我很感谢帕尔默教授接受访谈并提供传记材料。

加尔加梅勒小组的截断设置程序与其前辈所用的程序有很大的差别，这一点也值得在此说明。在60年代，实验者是对每一事例的“可见”能量设定截断：总能量分配到胶片的所有径迹上。因此，中性流候选事例的可见能量相当于所有可见的强子径迹的能量的总和，而电性流事例的可见能量相当于在强子的能量总和加上相伴的 μ 子的能量。如果我们假设绝大多数中性流候选事例事实上都是中子背景，那么这样编制程序是有道理的。但如果这些事例真的是中性流，那么这种程序就有问题了。中性流的实际能量有一部分被突然出现的中微子悄无声息地带走了，这意味着可见的中性流候选事例的能量要比其真实能量少。反过来说，由于中微子束强度随着能量增大而明显下降，因此基于可见能量截断的中性流事例与电性流事例的比值将严重低估了中性流的重要性。加尔加梅勒实验者抛弃了这种可见能量截断的做法，而代之以选择强子能量截断。这样，他们只需计算强子轨迹的总能量，而无需将电性流事例中的出射

μ子的能量包括进来。如果大多数中性流备选事例不是中子背景而是真实事例，那么这种程序处理就是有意义的。

116. Fry and Haidt(1975).

206

117. 关于这一点的更详细的讨论，见 Pickering(1984)。我要明确指出，就是否存在否定加尔加梅勒的解释性程序的证据可能性这一点而言，我既无意暗示实验者的做法存在某种不诚实，也无意渲染他们的成就很不平凡。加尔加梅勒小组在设法使中子背景的估计尽可能可信方面当然付出了很大努力；在理解有关的物理过程方面，他们广泛借鉴了既有的知识。我的论证只是要说明，即使是在对数据的解释上付出了前所未有的努力之后，中子背景模拟依然不是无可置疑的(正如随后的激辩所显示的)。因此，我们可以看到，在不同的整体文化背景下(例如在60年代高能物理学界盛行的那种氛围下)，人们可以从加尔加梅勒的泡室照片上得出不同于它们历史上所获得的诸多唯象上的意义。

118. 见 Pickering(1984)。

119. Sciulli(1979，46)。

120. Sakurai(1978，45)。樱井认为，中性流事例在60年代 CERN 和布鲁克海文的中微子实验就有报告，在1970年 SLAC 的“倾束”实验上也有报告，只可惜当时被当作中子背景而被弃掉。

121. Gell-Mann(1972，336)。

122. 1972年初至1975年6月期间的弱相互作用文献的共引分析，见 Sullivan et al. (1980) 和 Koester et al. (1982)。这部分文献主要由理论文章而非实验文章组成[按文献(Sullivan，White and Barboni 1977)177页的图1和178页的图2中的数字，前者与后者篇数的比值约为4:1]。加尔加梅勒和 HPWF 的中性流文章在这些共引统计图中占据中心位置，由此可见，共引统计数据直接反映了理论家对它们的关心程度。

7 量子色动力学：一种强相互作用的规范理论

在前一章里，我们讨论了规范理论的重整化以及电弱相互作用统一模型
207 的发展。本章叙述强相互作用规范理论——量子色动力学——的构建。在第一节，我们回到第5章开始讨论的电子深度非弹性散射过程。这里我们主要检视场论物理学家对标度无关性的具体处理。这方面工作以1973年发现强相互作用规范理论具有“渐近自由”性质而达到顶峰。这一发现的意义在于，这种规范理论是唯一能够保障夸克-部分子模型成功地运用于唯象说明，从而给出标度无关性解释的场论。在第二节，我们将研究理论家们在构建切合实际的强相互作用理论时对规范群的具体选择。这个选定的群是夸克“色”的SU(3)群，它是由格林伯格(Greenberg)、韩(Han)和南部(Nambu)于20世纪60年代中期提出的。我们将会看到，甚至在渐近自由性质被发现之前，盖尔曼和其他一些人就提倡过这种选择。由于与量子电动力学存在着明显的类比关系，因此描述色夸克和胶子的规范理论被称为量子色动力学。虽然量子色动力学的构建对高能物理的发展产生了深远影响，但在1973年和1974年，它还只是场论物理学家的珍品。第三节用来讨论为什么是这样。我们将看到，阻碍量子色动力学进一步发展的主要障碍是对量子色动力学里的夸克“禁闭”缺乏创造性的处理办法。我们还将看到，虽然量子色动力学对严格的标度无关性行为的预言比起部分子模型来要差一些，但这一偏差不足以调动起实验者动手予以检验的积极性，从而理论家对进一步深入探讨也缺乏动力。

7.1 从标度不变性到渐近自由

在第5章里我们看到，标度无关性很快被认作高能物理领域的新现象，并为理论研究提供了一个适宜的即兴课题。虽然夸克-部分子模型为标度无关
208 性提供了一种直截了当的、直观上富于吸引力的解释，但在20世纪60年代末和70年代初，能够对这一现象予以解释的绝不是唯有这一种理论。所有各派理论家都试图用他们的专业知识来搭建各自的标度无关性解释模型。[1] 在本节中，我们将一睹最终被证明是最富有成果的场论的做法。这一方法的概念基础是“标度”（或称“伸缩”）不变性。[2]

从本质上讲，标度不变性是一个非常简单的概念，它基于整个物理学共同的“量纲分析”技术。量纲分析的思想是，我们只能在量纲相同的东西之间进行比较。举例来说，如果等式的一边是质量的量纲（例如采用千克为单

位)，那么等式的另一边也应该是质量量纲。但如果让一个用千克来衡量的量去等于(譬如说)用华氏温标来刻画的量，那将毫无意义。在物理学里，用这样的推理常常能够确定一个具体的量是如何依赖于相关变量的。深度非弹性散射分析简述如下。深度非弹性结构函数(W_1 和 νW_2)是无量纲量——它们只是无量纲数值。但既然它们依赖于一些有量纲的变量，因此结构函数只能依赖于这些变量的无量纲比值。现在，通常选取来刻画深度非弹性散射的两个运动学变量是 q^2 和 ν(分别为入射电子与靶质子之间的动量转移的平方和电子的能量损失)，q^2 的量纲取质量平方，而 ν 的量纲就是质量。如果我们取另一个具有质量量纲的量，例如取质子的质量 M，那么就可以形成一个无量纲比值 $M\nu/q^2$。如果这就是由刻画深度非弹性散射的变量唯一能够组成的无量纲比值，那么它也是结构函数唯一可依赖的量。又由于 $M\nu/q^2$ 就是标度变量 ω，因此对这个量的依赖关系相当于严格标度无关性。

根据 ω 是描述深度非弹性散射唯一相关的无量纲变量这个假设，理论家可以解释标度无关性。问题是如何证明这一假设是正确的。由 q^2、ν 和 M 还可以构造出其他无量纲变量，譬如 q^2/M^2 和 ν/M，二者分别只独立依赖于 q^2 和 ν 其一。但如果结构函数依赖于这二者(即 q^2/M^2 或 ν/M——译注)，那它们就不会是标度不变的。为了避免这一结果，理论家做出了看来合理的“标度不变性”假设：当 q^2 和 $M\nu$ 这两个量每个都逐渐变大，但它们的比值 $M\nu/q^2$ 保持有限(即比约肯极限)，那么 M 本身在比较时可等效为零，因而可以忽略。计算中将不出现显著的质量标度，因此 ω 就成为唯一重要的变量。标度不变性由此可以理解为在高能同时存在大的动量转移的情形下近似有效——即是一种渐近现象。 209

值得注意的是，当20世纪60年代末场论物理学家企图按这种逻辑进行具体计算时，他们发现这么做行不通。能够再现所要求的渐近行为的只有自由场理论——无相互作用粒子的场论。自由场理论表现出这种行为一点都不奇怪——部分子模型本身就可以看做一种自由场理论，因为部分子之间无相互作用——但没有能够找到替代理论不免令人感到失望。部分子模型的主要问题是它将夸克-部分子看成是独立的实体，这太不现实。另外它也无法为解释夸克的约束机制提供任何线索。场论物理学家们希望做得更好。

然而，研究场论下标度不变性遭到破坏这一点还是有启发意义的。理论家将注意力集中到可重整化的理论。问题正是出现在重整化过程上。如前所述，重整化旨在绕开场论中那些因对无限大的动量范围进行数学积分而产生的数值无穷大。实际计算中，这些无穷大是通过引入动量截断(Λ)将积分限限定在有限范围来处理的，超出该积分限，被积函数取零。在可重整化理论里，这种做法是合理的，因为在计算末了我们可以取 Λ 为无穷大，这时仍可

得到有限的结果。但 Λ 是一个有量纲的参数(通常取为大的质量)，而且在任何有意义的计算里必须取得比 ν 或 q^2 更大，因此即使在渐近区域也不可忽视(对比固定质量如 M)。场论计算里 Λ 的存在导致标度不变性遭遇大的渐近性破坏。因此在20世纪60年代末和70年代初，用场论方法来处理标度无关性没取得成果，至少是在对SLAC上观察到的现象的理解上是这样。

尽管如此，标度不变性及其失效在场论物理学家看来仍值得细细玩味。1969年，肯尼斯G. 威尔逊发表了一篇具有开创性的论文。由于威尔逊关于场论的工作十分重要和独特，因此有必要对他的背景做些介绍。[3]威尔逊在哈佛大学主修的是数学专业，1956年，他考取美国加州理工学院研究生，由此开始了高能物理理论研究的职业生涯。导师默里·盖尔曼给他列了几个论文题目供选择，但威尔逊发现它们都不能令人满意，他想做那些"可以长期研究下去……需要花很长时间才能取得结果"的工作。他选择了量子场论来研究，打算碰一碰那种具有长远意义的问题。威尔逊决定尝试发展一种用于描述强相互作用的场论——而当时，连最负盛名的场论物理学家都选择了放弃，倒向了S矩阵理论。

210

1959年，威尔逊回到哈佛大学，后于1963年接受了康奈尔大学的终身教职。在哈佛期间，威尔逊回忆道，S矩阵理论可谓"炙手可热"，但他本人却转向研究"强耦合"场论。[4]这方面的原始文献还是泡利、温策尔和丹考夫(Dancoff)等人在20世纪40年代初写的。强耦合场论里的强耦合是指基本场之间的耦合(或相互作用强度)非常大，可视为强相互作用。这类理论最重要的特点是这种强耦合不能用微扰型费恩曼图来描述(微扰近似要求能进行小耦合参数展开，在量子电动力学里，这种小参数取的是电子电荷)。于是威尔逊着手制定新的、非微扰型计算方法。那时候他已搬到了康奈尔，可谓与当时高能物理理论的所有时尚相隔绝：这不仅指他积极探索的强相互作用场论为大多数同事所放弃，同时也指他放弃了传统场论视为支柱的微扰展开技术。毫不奇怪，他的研究进展缓慢。截至1968年，即拿到博士学位后的9年时间里，威尔逊共计只发表了5篇文章，而且没有一篇受到过很大关注。但他的第6篇论文在1969年一经刊出，便很快被认定为对理论物理学有重要贡献。[5]这篇论文不易阅读。我也不打算描述它是怎么论证的，但我可以描述其他高能物理理论家从中获得了什么，这就是"算子积展开"和"反常量纲"概念。

首先来看算子积展开概念。在场论里，像电磁流这样的量通常用称为算子的数学结构来表示。有文献在1969年指出，深度非弹性散射在场论中可以表示为小时空间隔下两个算子的乘积。[6]根据威尔逊的算子积展开技术，这种流的乘积可以用单个算子的和来取代。因此算子积展开技术为标度无关性的

场论处理提供了一种概念框架。反常量纲的概念可按下述方式来分析。如果算子积展开中算子的“正则”量纲是那种直接由量纲分析给出的量纲，那么我们立即可预言，标度无关性应当渐近成立。与此相反，威尔逊认为，在**相互作用**场论中，算子的量纲必须修改。算子具有的是“反常”量纲，即不同于量纲分析给出的量纲，因此标度无关性不应当成立。

威尔逊采用的是一种奇特的思路来获得算子积展开和反常量纲概念的。他在自己构建的框架下将这些观点公式化。很少有理论家愿意采纳威尔逊的这种新方法。相反，他们接受了他的结果，然后试图用传统的微扰场论语言来重新得出这些结果。在20世纪60年代末和70年代初，人们就算子积展开技术进行了各种类型的场论研究，对简单场论下的标度无关性进行了分析。这些工作不仅证实了威尔逊的结论——不存在切合实际的、预言可发现标度无关性的相互作用场论——而且大大活跃了高能物理理论的场论传统。[7]

重整化群

还是在1969年，威尔逊的另一些思想结出了硕果。在整个20世纪60年代，他一直在按自己的独特方式来探索强耦合场论的“重整化群”分析。重整化群是一种将不同能量尺度下的场论预言结果联系起来的方法，因此如果我们知道了在某个能量范围内的理论预言结果，那么就可以计算出在其他能量范围的结果。通常情况下，特别是对强耦合理论，人们对任何能量范围的理论预言结果都没有明确的概念，但是这并不意味着重整化群完全无用武之地，因为依然存在着这样的可能性：不同能量尺度之间的重整化群变换可将理论的预言约束在特定极限内，譬如说是渐近高或低的能量值。

重整化群的概念是由盖尔曼（威尔逊在加州理工学院的导师）等人在20世纪50年代为研究量子电动力学而发展起来的。[8]但它一直受到冷落，直到威尔逊再次拾起它。在20世纪60年代，威尔逊的兴趣主要在基本粒子的强相互作用方面，但通过与康奈尔大学和其他地方的固体物理学家的接触，他开始相信，他所研究的问题与固体物理问题存在直接的类似性。特别是他发现，他发展起来的重整化群技术可以应用到诸如铁磁体的相变分析上。[9]不仅如此，由于固体现象是非相对论性的，因此要比高能物理理论里的那些问题更容易进行具体的计算。1969年秋，威尔逊应邀在康奈尔作一个固体物理方面的研讨会主题报告。当时，铁磁体的相变被认为是一种可进行量纲分析的标度无关性现象，可以与高能物理里的标度无关性相类比。另外，刻画相变用的是实验测得的临界指数，它与量纲分析直接得到的结果不一致。威尔逊意识到，固体物理的临界指数可与高能物理里的反常量纲相类比，他可以明确地计算出它们。在准备报告的过程中，他用非常粗略的描述铁磁系统的场论模型进

行了计算，发现计算结果与现有的数据符合得较好。这是一个非常重要的进展，因为它包含了理解临界指数和一般相变特征的一种非常新颖的思路。

威尔逊方法的首次详细论述发表于1971年，但他对固体物理学的开创性的贡献并没有得到广泛认可，直到1972年，威尔逊和费舍尔（威尔逊在康奈尔大学的固体物理学方面的同事）共同发表了有关“ε-展开”方面的工作，情况才有所改观。[10] ε-展开是基于将空间和时间维数处理成连续变量而非整数维数（即4维）这样一种概念的计算方法。这里的关键是它允许用微扰型费恩曼图来进行数值计算。正如威尔逊后来评论的那样，这种方法“更符合人们所接受的思考习惯”，能够大大增加对他的工作的理解。威尔逊的重整化群相变分析技术迅速发展成固体物理学研究的主流传统，在20世纪70年代初，这本身就足以吸引高能物理理论家的注意。[11]威尔逊还发表了一些论文来说明如何将重整化群方法用于研究简单而非实际的强相互作用模型的性质。[12]有意思的是，高能物理学界仍无意采纳威尔逊的方法，理论家们还是打算用更传统的微扰方法来重写他的分析方法。

渐近自由

在微扰处理方面，量子场论重整化群分析的基本工具是所谓的“重整化群方程”。这个方程最先是由柯蒂斯·卡伦（Curtis Callen，普林斯顿高等研究院）和库尔特·希曼齐克（Kurt Symanzik，德国汉堡电子同步加速器研究所理论组）于1970年提出的。[13]卡伦和希曼齐克均是在场论传统下从事标度不变性的研究。两人都承认他们的工作里包含着哈佛大学的西德尼·科尔曼的贡献。科尔曼在阐明和普及重整化群方程方面付出了相当大的努力，尤其是1973年他在埃里塞暑期学校的演讲，可谓影响深远。[14]本章的重点是重整化群方程，现在我先从概念上描述这个方程的运用，然后再回到历史叙述上来。

重整化群方程是微分方程，描述如何将一种动量尺度下的场论的预言结果变换到另一种动量尺度下。重整化群方程的这种变换功能可根据基本场论的有效耦合常数“g”的变化来理解。g的性态由数学函数$\beta(g)$确定。一般来说，这个函数的确切形式是未知的，但对于小的g值来说，可以用传统的微扰展开来计算$\beta(g)$。这样，重整化群方程就可以恰当地适用于任何可重整化场论的分析。正如我们在前一章所看到的，在20世纪70年代初，杨-米尔斯规范理论正是这样一种场论。一旦我们将重整化群方程运用于规范理论，一种显著而独特的性质便显露出来，这就是所谓的“渐近自由”性质。理论家发现，当对规范理论的$\beta(g)$进行微扰展开计算时，其形式具有这样的特点：当动量变得越来越大时，有效耦合常数g变得越来越小，并渐近地趋于零。换句话说，在大动量下，规范理论表现得越来越像自由的、无相互作用

场论。按照理论家的话说，规范理论是渐近自由的。显然，这正是解释部分子模型的成功和深度非弹性散射情形下出现标度无关性所需要的性态。实验观察到的这种现象曾使得整个场论物理学界苦苦思索。随着规范理论的渐近自由性质的发现，场论物理学家实现了他们的目标：拥有一种真正的、相对论性的、在某些方面可计算的强相互作用场论。现在回过头来看，规范理论渐近自由性质的发现是新物理学史上一个重大的概念进步，但正如我们在下面看到的，在当时，整个高能物理学界并不是立即就明白这一点。 214

规范理论的 β 函数具有渐近自由所需的形式，这一点最初是由杰拉德·特霍夫特在 1972 年 6 月马赛召开的关于杨-米尔斯场的会议上指出的。但特霍夫特的这番表述没有发表，他本人也没有意识到 β 函数形式的重大意义，因为当时他的注意力指向的是弱相互作用而不是强相互作用。[15]第二年，两位美国研究生——弗兰克·维尔切克(Frank Wilcek，普林斯顿大学)和戴维·波利策(David Politzer，哈佛大学)——重新发现了渐近自由性质。维尔切克在普林斯顿的导师是戴维·格罗斯(David J. Gross)。[16]格罗斯曾对理解深度非弹性散射的标度无关性现象作出过重要贡献。他是靠场论起家的(像这个故事里的许多其他理论家一样，他的第一个博士后职位是哈佛大学的初级研究员)，他对寻求标度无关性的场论解释一直抱有浓厚的兴趣。1972 年，格罗斯开始向柯蒂斯·卡伦(也供职于普林斯顿)和威尔逊(待了一年后离开)学习重整化群技术。利用掌握的重整化群技术，格罗斯着手研究可重整化场论是否能够解释标度无关性。在西德尼·科尔曼(普林斯顿大学的常客)的帮助下，他得出结论：所有这样的场论，规范理论可能是例外，都无能为力。格罗斯建议弗兰克·维尔切克研究规范理论的性质。开始时维尔切克得出结论认为，规范理论和其他场论一样也不是渐近自由的，但他很快就发现他把计算中的正负号弄错了。这样，渐近自由性质就在普林斯顿被发现了。①

哈佛大学的发现过程就没有这么协调了。波利策是科尔曼的研究生。[17] 1973 年初已是他研究生学习的第四个年头。当时他感到“相当沮丧”，认为自己积累的博士论文材料不充分。他回忆道，那时在哈佛最令人激动的是电弱统一规范理论，而且他也才从科尔曼和埃里克·温伯格(科尔曼的另一位研究生)的关于对称性自发破缺的论文里学会领略重整化群证明的威力。[18]波利策决定把两者结合起来，研究规范理论的重整化群分析。随后波利策发现，β 函数具有适当的渐近自由形式。但当时他根本就没想到这与强相互作用或标度无关性有什么关系，开始时他对这个结果颇感失望，因为这表明规范理论 215

① 2004 年，维尔切克与导师格罗斯和对这一概念有贡献的另一位研究者戴维·波利策一起因这一工作共同荣获该年度诺贝尔物理学奖。——译注

在低能下的行为是不可计算的(见下文)。他脑子里只有电弱规范理论，这一点都不奇怪，因为那些年哈佛在强相互作用方面没有多少工作。但是，他收集的一篇希曼齐克关于简单模型场论的渐近自由性质的文章[19]使他心头一动，波利策很快意识到，β 函数的形式意味着规范理论可以“在强相互作用领域有所作为”。这让波利策极其兴奋，他对导师宣布道:“嘿，西德尼，这简直太棒了!”西德尼兜头给他泼了瓢冷水，告诉他戴维·格罗斯认为规范理论不是渐近自由的(那时维尔切克还没有发现他的错误)。波利策离开哈佛度春假去了，这期间他复查了计算过程，发现结果是准确的，因此回到哈佛后便将这个结果告诉了科尔曼。此时科尔曼也已经得知维尔切克找出了自己的错误。随后，波利策独自署名和格罗斯与维尔切克联名的关于杨-米尔斯规范理论的渐近自由性质的两篇论文接续刊登在 1973 年 6 月的《物理评论快报》上。[20]

这副拼图的最后一块是由科尔曼和格罗斯填上的。他们发展了先前的可重整化场论的渐近性质的研究，并通过简单枚举证明了，不包含规范场的任何理论都不具有渐近自由性质。[21]因此，如果想要一种强相互作用理论，它最好是一种规范理论。

7.2 量子色动力学

虽然发现了渐近自由性质，但在构建实际的强相互作用的规范理论问题上，仍有两个问题有待解决：出现在拉格朗日量里的基本场是什么？在什么样的对称群下拉格朗日量是不变的？鉴于规范理论可重现夸克-部分子模型的预言，因此一个明显的猜想是：基本场应该是夸克场。在规范理论里，夸克场通过交换规范矢量场而彼此相互作用，因此同样显而易见的是，这种规范矢量就是已经用于部分子模型的神秘的胶子。

规范群的选择就不那么显然了。一个表面上诱人的猜想是，理论应当在 SU(3)(八正法)对称群的局域变换下是不变的。但这一选择的结果并不理想。因为弱作用已被认为作用于 SU(3)的夸克量子数：例如，电性弱流将 u 夸克转变为 d 夸克。因此很显然，如果强相互作用也作用到同样一套夸克量子数上，就会波及弱相互作用的不变性，强相互作用的不变性也会遭到破坏。由于这两种不变性的性质完全不同，因此理论家不希望发生这种事情。

216

为了避免弱作用和强作用之间的交叉，规范理论家只好再诉诸谋略。他们认为，夸克携带的不是一个而是两个量子数，它们被称为“味”和“色”(名称的选取没什么物理意义)。味是八正法的标准量子数，以 u，d 和 s 夸克相区别；色是第二套 SU(3)量子数，用红、黄和蓝相区别。每种夸克的色有 3 种味，反之亦然，这样就有了 9 种夸克：红色的 u 夸克、蓝色的 u 夸克、黄色的 u 夸克，等等。两套量子数彼此独立。前一章讨论的电弱规范理论处理

的是夸克味的局域规范不变性，具有这种不变性的规范粒子都是参与弱相互作用和电磁相互作用的中矢量玻色子。相反，强相互作用被认为是一种单独的、在夸克色变换下保持局域不变性的表现，理论上要求满足这种性质的规范粒子构成色胶子的八重态。因此，色的引入有助于规范理论将弱作用与强作用分离开来，使它们服从各自的守恒律。但为什么理论家们认为夸克有3种颜色是合理的呢？这个选择可不像看起来那么随意。

色

为了理解夸克的色的起源，我们必须回到组分夸克模型的初期。我们已经看到，可以从理论原理上提出若干反对组分夸克模型的意见，但现在我们要换一个角度看问题。这涉及组分夸克模型与所谓“自旋统计”定理之间的矛盾。这个定理实际上是沃尔夫冈·泡利提出的不相容原理的延伸。自旋统计定理与描述多粒子系统的量子力学波函数有关，它是说：如果所考虑的粒子是费米子(半整数自旋)，那么其波函数必定是反对称的，即粒子对互换时必须改变正负号(不相容原理使然)；如果所考虑的粒子是玻色子(整数自旋)，那么波函数必定是对称的，即粒子交换前后保持正负号不变。在原子物理和核物理领域，不相容原理已经实验检验是行之有效的。自旋统计定理在量子场论的非常一般的基础上也得到了证明。因此人们预期这个定理也适用于夸克。夸克是费米子，其自旋为1/2，因此夸克复合体的波函数被认为在组分交换下是反对称的。但是人们发现，在组分夸克模型下很难满足这一条件。

217

对$\frac{3}{2}^{+}$重子十重态(图3.3)的讨论将有助于说明这里提出的问题。组分夸克模型的波函数可以表示为三个独立组元的积：一个组元是关于SU(3)的组分夸克的量子数的，第二个组元是关于夸克自旋的，第三个组元是关于夸克之间彼此相对空间取向的。在$\frac{3}{2}^{+}$十重态下，组分夸克模型波函数的前两个组元必须是对称的。[22]现在假定$\frac{3}{2}^{+}$十重态的夸克的相关配置处于基态——最低能态，并且在所有已知的复合系统中，基态波函数的空间部分都是对称的。[23]因此，如果$\frac{3}{2}^{+}$十重态与其他复合系统的模式相同，那么其波函数的所有三个组元，从而整个波函数本身，必然是对称的。尽管夸克有自旋1/2，但按照不相容原理的要求，$\frac{3}{2}^{+}$十重态的组分夸克模型的波函数是对称的，而不是反对称的。而且，在一般情况下，如果要实现对强子的令人满意的唯象描述，组分夸克模型波函数似乎应当是玻色型夸克，而不是费米型夸克。

在组分夸克模型里，自旋1/2夸克被看成是玻色子，这在理论家看来没什么道理。绕开这个结论的途径主要有三条。其一是假设夸克间力的空间取向具有某种程度的病态，因此最低能态(即基态)在夸克交换下是反对称的。这种观点很难站得住脚且不流行，对于这样一种病态的力，我们很难确定其截断，因此不可避免地会出现具体计算上的困难。第二种选择是忘记不相容原理。这倒是符合组分夸克模型的那种粗陋但实用的哲学精神。实际上，持组分夸克模型的唯象理论家也正是这么做的。先预设一种简单的夸克间力的形式(即所谓简谐振子势)，然后计算波函数，基态是对称的，模型是有效的，至于不相容原理，那就随它去了。

218

不过，还有第三种选择，这也是物理学家觉得最具理论品味的一种方案。这个方案最先是由来自马里兰大学的格林伯格(O. W. Greenberg)于1964年10月提出的。[24]实际上格林伯格在20世纪60年代初已经有了问题的答案。50年代末，在他还是普林斯顿大学的研究生时，他就在探索公理化场论了。他的研究思路是通过发明新的数学构造来“扩张”场论。他把这种数学构造称为“仲统计法(parastatistics)”。正像格林伯格制定的那样，这种仲统计法构成一种超越既定的费米子-玻色子二分法的场分类系统。早在1962年，他就提交了一篇关于公理化场论的仲统计法的会议邀请论文。[25] 1964年，他开始发表关于这一主题的一系列文章。文章是与梅西亚(A. M. L. Messiah)合写的。[26]这一复杂理论工作的唯一缺点是它看上去似乎完全没有必要，因为在当时看来，所有已知粒子不是费米子就是玻色子。格林伯格和梅西亚深知这一点，这从他们的一篇文章的标题“自然界仲粒子的缺失(the absence of paraparticles in nature)”就可看出来。

1964年秋，格林伯格告假离开马里兰来到普林斯顿高级研究所。刚到普林斯顿工作时，他打算像当时的许多理论家的那样，研究SU(3)(他还是第一次从与居尔塞伊的电话交谈中听说了这个概念)。在构建夸克模型波函数时，他遇到了我们前面讨论过的不相容原理的问题，并且意识到仲统计法可以解决这个问题：夸克可能就是大自然缺失的仲粒子。经过随后三周“夜以继日”的工作，他最终写出了关于强子的“仲夸克”模型的文章。[27]

格林伯格解决夸克统计问题的方法堪称优美，但这种场论形式上显得过于艰深，许多粒子物理学家看得一头雾水。这种朦胧感直到1965年初才由两位日本理论家通过给出基本等价的形式而变得明晰。这两位理论家，一位是芝加哥大学的南部阳一郎(Yoichiro Nambu)，另一位是锡拉丘兹大学的研究生韩(Moo-Young Han)。[28]这一合作的主要推动者是南部，[29]我们在上一章里讨论过他在20世纪60年代初在对称性自发破缺方面的开创性工作。他在从事对称性自发破缺研究时，就将强子看成是基本费米子的复合粒子。在1964年提

219

出组分夸克模型时，他是积极的参与者。南部致力于夸克统计问题研究，虽然他了解格林伯格的工作，但他觉得那“过于形式化”了。他也了解 CERN 理论家巴克利(Bacry)、纽茨(Nuyts)和范霍夫(van Hove)在 1964 年发表的文章，这篇文章认为夸克不是以一个三重态而是以两个三重态形式存在，这种认识实际上已经构建了一个类似于他自己建立的模型。[30] CERN 的理论家们将夸克数量增加了 1 倍，为的是避免分数电荷配置——用两个三重态，这样所有的夸克就可以赋以电荷 0 或 1。南部意识到，只要我们再前行一点点，我们就可以保留整数电荷并解决统计问题。为此他建议，夸克既不是以一个三重态存在，也不是以两个三重态存在，而是以三个三重态形式存在。这 9 个夸克应该表现出一种双重的 SU(3)对称性，因此观察到的味强子型 SU(3)顺理成章地有了前面讨论的色 SU(3)这个胞弟。[31] 夸克的色提供了一种额外的自由度，它能够作用于其他对称的夸克波函数使之反对称化，从而使人们有可能调和基态重子的空间波函数的对称性与不相容原理所要求的总体反对称性之间的矛盾。

除了与不相容原理相协调之外，南部认为有色的夸克相对于无色的夸克还有另外两个优势。首先，如上所述，有色的夸克可配置整数电荷。这似乎很在理，因为谁也没见过分数电荷。但应指出的是，夸克有了色的属性并不意味着要求夸克取整数电荷。在描述带分数电荷(它们最先是由盖尔曼和茨威格赋予的)的色夸克时并没有发生什么问题。而且，正如下文指出的，成为 20 世纪 70 年代初时尚的色夸克带的就是分数电荷而不是整数电荷。

在南部看来，色带来的第二个好处是它有助于解决组分夸克模型的“饱和”问题。这个问题可简述如下。观测到的所有强子可分成 $q\bar{q}$ 或 qqq 多重态，而且似乎不需要有诸如 $qq\bar{q}$ 或 qqqq 的结构。因此夸克间力似乎有一种饱和特性：要么是一个夸克与一个反夸克结合，要么是三个夸克相结合。这两种情形似乎“用完”了夸克间的所有吸引力，没有多余的键力剩下。在第 4 章综述的唯象理论的应用中，这种饱和性是硬性规定的：理论家仅对 $q\bar{q}$ 和 qqq 状态进行了计算。实际上在计算中预设了夸克间力对 $qq\bar{q}$ 等态也是可行的，只是这些态都被忽略了。韩和南部利用色自由度，比照原子物理学对夸克动力学作了简单分析，证明这种忽略是合理的。他们从观察最简单的色中性或无色夸克组合开始。这种组合由携带色 SU(3)的夸克组成，$q\bar{q}$ 和 qqq 组合正是这样一种满足组分夸克模型唯象性质的所需的组合。因此，无色介子可由(带任何味的)红色夸克与反红色反夸克结合形成，对于其他色可类推。根据组合色的群论规则，无色重子可以由 3 个夸克(一红、一黄和一蓝)结合形成。此外，根据同样的规则，像 $qq\bar{q}$ 和 qqqq 这样的组合就不可避免地要带上色了。因此韩和南部建议，色应该像电荷一样是可见的。在原子物理里，

220

电中性的原子是最稳定的，因此通过类比可知，在强子物理里，色中性或无色的强子应该是最低质量态。有色的强子(和有色夸克)只能存在于较大质量的区域。所有已知的强子均可视为无色状态，而较大质量的有色强子也应该能够找到。

引入了色的概念并推断了较大质量情形下的明显表现后，韩和南部开始考虑他们的模型是否能对理解当代组分夸克模型的唯象性质发挥什么作用。但答案是否定的：

> **如何才能将这个模型与其他不同的模型区分开来……？当然，不同模型预言的质量态的结构有相当大的区别……但如果我们只考虑低能态，那么在不做任何更具体的动力学假设的条件下似乎很难在它们之间进行区分。**[32]

因此在60年代中期，从唯象的角度看，色(和仲统计法)似乎没有多大意义，也很少受到关注。这些概念通常被认为是理论家玩弄的伎俩，毫无实用价值，顶多也就是让对称的组分夸克模型波函数看起来有一定意义。例如，达利茨就认为色在他的组分夸克模型研究中没有用。他在1966年的一篇综述文章中称仲统计法是“一种没有任何吸引力的摆设，因为它代表着一种非常极端的、遥不可及的假设，它带来的麻烦要比它解决的问题多得多”。[33]

不过，随着60年代过去，色的概念得到了来自两方面经验的支持。其中第一个涉及中性π介子的电磁衰变：$\pi^0 \to \gamma\gamma$。如果直接运用部分守恒轴矢流(PCAC)假设，可知这个衰变率应该为零，这与实验相矛盾。但1969年，场论研究发现了所谓“阿德勒-贝尔-杰基(ABJ)反常”，从而解决了这个矛盾。[34]
221
此外，这个解决方案还引出了进一步的理论预言：π^0 的衰变率对夸克色的数目敏感——对三色夸克预言的衰变率为无色夸克衰变率的9倍。$\pi^0 \to \gamma\gamma$ 的衰变率可以从实验上相当准确地测知，结果表明，无色夸克的预言结果确实比实验结果小了近9倍。[35]支持存在色自由度的第二个经验证据也是关于色的存在与否对预言结果的影响。数据来自电子-正电子湮灭过程中强子产生截面与μ子产生截面的比值 $R[R=\sigma(e^+e^- \to \text{强子})/\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-)]$。我们以后会更多地谈到这个 R，这里先将70年代初的情况简介如下。

R 在能量大于1 GeV下的第一批数据公布于1970年。[36]这些数据来自意大利弗拉斯卡蒂新建不久的正负电子对撞机ADONE。数据表明(用ADONE实验者西尔韦斯特里尼(V. Silvestrini)的话来说)，就像“沙漠里出现一片绿洲”，看着数据“真让人感到惊奇和怀疑”。[37]如果采用樱井纯的矢量主导模型[38]对低能量下 $e^+e^- \to$ 强子过程的数据进行简单外推，那么预期能得到的强子产生率将是微不

足道的(此即“沙漠”的含义)，而实际上，在ADONE的运行能量范围，实验显示出丰富的强子产额。两年后，随着ADONE进一步实验和麻省坎布里奇电子加速器“绕道(Bypass)”项目的启动，这一数据变得更加可靠。1972年9月，在费米实验室召开的国际高能物理大会上，西尔韦斯特里尼报告了新的R数据。虽然数据仍有大的实验误差，但已很清楚：在1～3 GeV(质心能量)范围，R的大小相当可观，在2附近。[39]现在，虽然从低能直接推得的ADONE能量范围的R值非常小，但实验测得的大的R值也并没有让理论阵营感到惊愕。正如在第9章将要进一步讨论的，如果是从电子深度非弹性散射来外推电子-正电子湮灭的结果的话，那么无论是部分子模型还是场论方法，都会引出这样的结果。虽然存在反对意见，但理论界普遍认为，根据场论的外推，R应当趋向某个固定值，并且这个常数值应等于夸克电荷值的平方和。对于3种无色的分数电荷夸克，R应当为$\frac{2}{3}\left[=\left(\frac{2}{3}\right)^2+\left(\frac{1}{3}\right)^2+\left(\frac{1}{3}\right)^2\right]$。对于三色版本的分数电荷夸克，$R$应当是前者的3倍，即实验观测到的值2。对于韩-南部模型给出的三色整数电荷夸克，R预期为4。因此很显然，在1972年，R的值，像π^0衰变数据显示的那样，明显倾向于存在色自由度，而且存在的是分数电荷的色夸克而不是整数电荷的色夸克。

222

盖尔曼和光锥代数

但无论是正负电子对撞实验还是对π^0衰变的观察结果，都不能当做是存在色自由度的压倒性证据，因为R的数据仍存在不确定性：$\pi^0\to\gamma\gamma$衰减的实验结果在当时并没有太多的人感兴趣，两种计算方法的基础也存在质疑。色的概念要想引起注意，就需要有东西支撑。默里·盖尔曼提供了所需的知识。在1971年和1973年间发表的论文和总结性谈话里，他一直在宣扬色作为真正的动力学变量所带来的好处。[40]对如何创立强相互作用场论问题的长期兴趣使他充分理解引入色的好处。我们还记得，盖尔曼在1961年就从规范理论的角度提出了强子的八正法对称性；1964年，他又从八正法理论出发提出了存在夸克的设想；在70年代初期，他一直致力于用规范理论来统一分数电荷夸克。这项工作是在所谓“光锥代数”的理论传统下进行的。

光锥代数最先是由盖尔曼和弗里奇(Harald Fritzsch)于1971年提出的，是一种用来理解标度无关性的场论方法。这种代数是盖尔曼60年代初创立的流代数传统的直接延伸。[41]在场论里，深度非弹性散射结构函数是由两个流对易子决定的。一个流处于另一个流的“光锥”的一点上(一个给定时空点的“光锥”是由该点发出的光波所占据的时空区域)。弗里奇和盖尔曼提出，光锥对易子就是自由夸克场论所预期的那种粒子，他们指明了如何从观察到的

标度无关性现象来再现这个假设。这是盖尔曼在创立流代数时采用的小牛肉夹野鸡肉方法的再度表演，区别仅在于将60年代初的“等时”对易子换成了1971年的“光锥”对易子。盖尔曼和弗里奇还考虑了如何在夸克相互作用场论下对光锥代数进行修正。他们从盖尔曼1962年的胶子模型入手。这是一个 223 类似量子电动力学的理论，单个矢量粒子或胶子(光子的类比物)耦合到夸克的色荷上(而不是像在量子电动力学里那样耦合到电荷)。[42]他们认为，在这个模型下，对于所有阶或微扰理论，光锥代数的某些元素是独立于相互作用的，而另一些元素则对其形式和强度敏感。

不过，在开始考虑这种类量子电动力学理论后，盖尔曼和弗里奇注意到其中存在尴尬的不对称性。带色的夸克不能直接衰变成普通的色强子，但无色的胶子就可以(譬如说)直接转换成 ρ 介子，就像(量子电动力学里)光子可以这么做一样。由此引出论证色“禁闭”(见下文第3节)的困难。在1972年9月发表的一篇重要评述中，盖尔曼和弗里奇提出了一种更现实的理论，从中提取的光锥代数是杨-米尔斯规范理论，其中色夸克三重态可通过色胶子的SU(3)八重态而彼此相互作用。[43]在这种理论里，夸克与胶子之间的不对称性被去除了，没有一种粒子会直接耦合到无色强子。在1972年的这篇综述里，盖尔曼和弗里奇出于“方便”起见坚持用类量子电动力学模型进行具体计算，但第二年(渐近自由发现不久之后)他们便与洛伊特维勒(H. Leutwyler)合作，明确主张色的规范理论。[44]

甚至在发现规范理论的渐近自由性质之前，盖尔曼领导下的几位理论家就已经在为规范群色SU(3)的好处进行辩护了：在这种形式下，三重态的色夸克与八重态的色胶子相互作用。因此，当发现渐近自由时，色的SU(3)群早已准备就绪，单等着被挑选出来作为强相互作用规范理论的适当的群结构了。格罗斯和维尔切克指出，在他们关于渐近自由的第一篇论文里，色“特别有吸引力”。[45]波利策在关于渐近自由的第一篇论文里也只是笼统地讨论了规范理论，但在第二年的长篇综述里，他专门讨论了在色SU(3)模型的具体框架下的强相互作用行为。[46]虽然理论家们往往选用较小的规范群，譬如SU(2)，这种群也具有渐近自由性质，而且具体计算上比SU(3)更简单，但显而易见，人们还是选择了SU(3)作为现实的强相互作用理论，所以SU(3)就存留了下来。在发现渐近自由的两三年后，物理学家对(强相互作用的)杨-米尔斯规范 224 理论已经非常熟悉了。但随着这一理论日益成为实践的核心，就有必要为它取一个更紧凑独特的名字了。最终，“量子色动力学”这个名词诞生了，其首字母缩写为QCD(似乎这次仍是由盖尔曼来命名的)。[47]

7.3 量子色动力学的不足

在后面第三部分里我们将看到，量子色动力学很快成为新物理学的骨干。

在 1978 年前后，几乎所有关于强相互作用方面的高能物理实验和理论研究都已围绕量子色动力学展开。但是在 1973 年和 1974 年，这个时期的工作是围绕渐近自由的发现而进行的，量子色动力学受到的关注还较少。[48]在结束本章之际，我们来讨论一下为什么会如此。

首先，我们简要回顾一下量子色动力学的优势所在。量子色动力学促成了 20 世纪 60 年代初期两个分离的概念——规范理论和夸克模型——再次结合。不仅如此，在此期间，规范理论已被证明是可重整化的。因此，以规范理论面貌出现的量子色动力学在计算上可以像量子电动力学一样精确到任意阶近似。人们曾对描述强相互作用的量子色动力学与场论前辈量子电动力学做过类比：量子色动力学的名字就可以明确看出这种师承关系。那么，为什么量子色动力学不去效法它的兄弟电弱规范理论并迅速主宰强相互作用物理学呢？为什么理论家不是将场论和夸克模型的传统直接移植到量子色动力学的有关实践中呢？为了回答这些问题，我们必须更近距离地考察波利策、格罗斯和维尔切克所取得的堪称典范的成就。这里我们将看到，当时理论界在量子色动力学问题上，不论是理论上还是唯象应用上，都面临着严峻的问题。

禁闭

量子色动力学的长处和短处都来自同一个原因。作为描述夸克和胶子的理论，量子色动力学确实巩固和丰富了 20 世纪 60 年代的夸克传统。然而，由于夸克和胶子出现在量子色动力学拉格朗日量里，因此当时一种天真的想法是：从拉格朗日量“读取”的物理粒子态直接导向一个由真实的色夸克和色胶子构成的世界。不仅如此，那种已被证明是渐近自由的规范理论是纯规范理论，即其中的规范矢量粒子——胶子——是无质量的。但实验上，多年来对夸克（不论是带色或不带色）搜索的努力始终未获成功，对于起着强相互作用交换媒介作用的无质量胶子的搜寻同样毫无结果。这种不真实的粒子谱是量子色动力学的主要软肋所在，正如我们在前一章里所看到的那样，这个问题自 1954 年杨和米尔斯构建原型规范理论以来就一直困扰着理论家。

225

在电弱统一模型里，规范理论的这个不真实粒子谱问题是通过两种方式来克服的：通过希格斯机制为无质量规范粒子赋上实际的和可靠的质量，同时将有关自由夸克是否存在的问题搁置一边：夸克是否拆得开是强相互作用理论而不是电弱理论需要回答的问题。而在自由夸克问题上，描述强相互作用的量子色动力学理论则无法像电弱理论那样利用这一借口，因此它无处可推卸责任。此外，量子色动力学理论不能借助适当的希格斯机制来为胶子赋上质量，尽管有过这样的尝试。波利策在 1974 年曾对这种尝试有过如下的评述：

迄今为止，还没有找到一种既具有渐近自由又可以通过希格斯机制为整个或几乎整个规范场赋上质量的模型。这种探索既艰辛亦不乏系统，但并非详尽无遗。总之，对于这两种现象为什么明显不兼容这个问题我们还做不出任何解释。[49]

渐近自由是量子色动力学唯象上唯一可取的特性，理论家不愿意因为非零质量胶子的缘故而放弃它，尽管这类胶子没一个被观察过。到1974年，规范理论家开始觉得即使勉强也得有所动作，尽管希格斯路线是站不住脚的这一点还缺乏严格证明。他们论证道，由于粒子特性是从拉格朗日量读出的，因此将不切实际的粒子谱归咎于量子色动力学是不合法的。他们的理由如下。量子色动力学的渐近自由反映的是如下事实：当动量范围变得越来越大时，量子色动力学的有效耦合常数会变得越来越小。因此，在足够高的动量下，我们可以合法地运用微扰理论来得出关于这一理论属性的结论。然而，基于同样的原因，当所考虑的动量越来越小时，有效耦合会变得越来越大。因此，在足够小的动量下，耦合必然会大到基于微扰的推理不成立。根据测不准原理可知，大的动量对应于小的距离，小的动量对应于(相对)大的距离，因此夸克间结合的问题，显然与理论的长程性质有关。但在长程情形下微扰理论是无效的，因此从量子色动力学场方程读出的粒子态(本质上是微扰活动)没有任何意义。

226

这一论述有效地破除了那种认为量子色动力学物理粒子谱是非真实的天真断言，但同样明显的是它并没有带来什么替代的东西。理论家曾把话说得很死：微扰论证不能应用于量子色动力学的长程性质。但不幸的是，微扰论证恰恰是场论历史悠久的惯用手段。在进行量子色动力学的低能性质计算时，场论物理学家无须借助其他手段即可以搞清其机制。而现在只能用“禁闭”一以概之。规范理论家承认，一旦有效耦合常数变得与1可比，他们就不再能计算这种耦合随距离增大而带来的演变。相反，他们只说耦合在持续增长(或至少保持很大)。不仅如此，由于这一结果，他们认为色是“禁闭的”：所有带色的粒子——夸克和胶子——彼此间相互作用是如此强烈以至于只有无色的组合——强子——可以孤立地存在。夸克和胶子将永远禁闭于强子之内。所谓无色强子之间的强相互作用只是它们的有色组分之间作用力的显现。

在随后的几年里，随着量子色动力学唯象应用的蓬勃发展，禁闭的证据逐渐被视为理论物理学最重要的问题之一。但这方面的工作进展缓慢，因为它依赖于场论对新技术的引进。在1974～1976年里，一些新的理论——“$1/N$展开”、“单极子”、“瞬子”和“格点规范理论”——蓬勃兴起，成为量子色动力学的新方法。[50]就其所阐述的场论的出乎意料的属性来说，

这每一种理论本身都极为迷人，但在这里我们只要指出一点就足够了：在 70 年代，它们中没有一种能够给出关于禁闭问题的圆满答案。

由于理论上未能有效解决禁闭问题，因此很难将量子色动力学的唯象结果应用到强相互作用物理的常见现象上：低能强子谱和高能小动量转移散射都看做是强子软的、大尺度性质的反映。对于这些性质，量子色动力学提不出什么建设性意见。在这些区域，组分夸克模型和雷吉模型仍是占主导地位的传统。

标度无关性破坏

对于由部分子模型描述的硬散射过程，量子色动力学倒是有一些新的东西要说，但即使在这里，初步的、唯象的影响同样是有限的。我已暗示过，227 渐近自由带来的后果，是在小尺度上量子色动力学表现为一种自由场理论，因此它可以完全复现部分子模型的结果。但这并不正确。的确，早期的研究表明，量子色动力学的有效耦合常数渐近趋零，但尽管如此，支配理论性态的量子力学算子仍具有反常量纲（见 7.1 节），通过微扰计算可知这些算子不为零。非零反常量纲反过来又意味着标度无关性不是一种严格意义上的现象，因此**标度无关性的破坏**应当在像电子的深度非弹性散射这样的过程中看到。但由于有效耦合常数渐近趋零，量子色动力学对这些破坏行为的预言是相当勉强的，其所取的形式是在自由场期望值基础上额外加了一项 q^2 的对数项，对照来看，非渐近自由场理论预言的则为 q^2 的幂指数依赖关系。SLAC 上的标度无关性实验数据显然排除了标度无关性破坏的幂指数形式（q^2 的分数幂除外），但 SLAC 数据的精度和能量范围还不足以排除量子色动力学预言的对数型标度无关性破坏。因此，就 SLAC 的数据来看，量子色动力学仍然站得住脚，它所预言的标度无关性破坏很可能成为对量子色动力学到底是“最大的忽悠”还是强相互作用场论最佳候选的最严苛的实验检验。[51]

因此，标度无关性破坏明显是运用量子色动力学唯象理论的一个绝好的领域，但理论家们跨入这个领域却非常迟缓，理由很简单，在 1973 年，那种在足够宽能量范围进行可靠测量以便区分量子色动力学预言与部分子模型预言的前景还不曾出现。正如我们在第 11 章将会看到的那样，在 70 年代后半期，得自费米实验室特别是 CERN 的这类数据开始变得可用。也正是在那时候，有关量子色动力学标度无关性破坏的唯象研究大大增加。而在那之前，理论家们还没充分意识到对标度无关性破坏进行详细分析究竟有何意义。

现在，我们将本章总结如下：渐近自由的发现揭示出量子色动力学——色夸克和胶子的规范理论——是一个非常可取的理论，至少在场论物理学家眼中是这样，它为部分子模型的成功提供了一种场论理解。不过，夸

228 克禁闭问题向量子色动力学提出了严峻的挑战，在这一问题没获得解决之前，量子色动力学对组分夸克模型和雷吉模型主导下的软过程现象基本上无能为力。量子色动力学预言了，在硬散射过程中，部分子模型预言的标度无关性将会出现偏差。但对这个问题要从实验上得到确证几乎不存在明确的前景。因此，尽管其理论表现富于吸引力，但在 1973 年，理论家下一步到底该拿量子色动力学来做什么并不是很清楚，但有一点是公认的：唯有强相互作用场论不存在明显的错误！然而，正如我们在第 9 章将看到的，富有成效的一系列唯象应用不久就即大白于天下。

注释和参考文献

1. 见第 5 章注 27。
2. 关于标度不变性和场论的半通俗描述，见 Jackiw(1972 年)和 T. D. Lee(1972)。专业性综述见 Carruthers(1970)。
3. 我非常感谢威尔逊教授接受我的采访并提供个人传记材料。下面未标注引文文献的均出自采访记录。威尔逊因这里讨论的工作而被授予 1982 年度诺贝尔物理学奖。
4. 关于强耦合理论发展的简要回顾，见 Moravcsik and Noyes(1961，130－1)。这些作者指出：“在 40 年代弱耦合因无穷大问题而衰落的十年里，强耦合理论可谓风光无限”，但“最近强耦合理论方面的工作大为减少……因为它至今仍未在核子-核子散射方面取得任何实际的非平凡的结果。”
5. Wilson(1969)。
6. Brandt(1969)，Ioffe(1969)。
7. 关于标度无关性的早期场论研究，见 Frishman(1974)。
8. Stueckelberg and Petermann (1953)，Gell-Mann and Low (1954)，Bogoliubov and Shirkov (1959)。
9. 铁磁体可以两相存在。低于所谓临界温度，它们表现为永磁体；高于临界温度，这种磁性消失。相变就发生在临界温度附近。相变的其他例子有液体的沸腾和冻结。
10. Wilson(1971a，b，1972a)，Wilson and Fisher(1972)。
11. 关于重整化群和 ε-展开方面的早期文献，见 Wilson and Kogut(1974)。关于它们在固体物理学方面的应用，见 Lubkin(1980)。关于重整化群的通俗描述，见 Wilson(1979)。
12. (229) Wilson(1971c，1972b)。
13. Callan(1970)，Symanzik(1970)。
14. Coleman(1973)。
15. 对特霍夫特的访谈。特霍夫特在马赛会议上的贡献可由很多高能物理文献佐证。例如见 Politzer(1974，132)。
16. 我很感谢戴维·格罗斯接受我的访谈并提供传记材料。
17. 我很感谢戴维·波利策接受我的访谈并提供传记材料。下面未标注引文文献的均出自

采访记录。

18. Coleman and Weinberg(1973)。
19. Symanzik(1973)。希曼齐克的模型存在理论上的“垢病”，以至认为它作为一个强相互作用的现实理论不够称职，见 Politzer(1974，132)及其参考文献。
20. Gross and Wilcek(1973)，Politzer(1973)。
21. Coleman and Gross(1973)。
22. $(3/2)^+$十重态包括Ω^-：这个粒子由3个奇异夸克构成，夸克的同一性意味着SU(3)波函数是对称的。同样，如果假定组分夸克的自旋也都取同一方向，便意味着自旋波函数也是对称的。
23. 这相当于基态轨道角动量为零。
24. 我很感谢格林伯格教授接受我的访谈并提供传记材料。
25. Greenberg，Dell'Antonio and Sudarshan(1964)。
26. Greenberg and Messiah(1964，1965a，b)。
27. Greenberg(1964)。
28. Han and Nambu(1965)。
29. 与南部的访谈。南部独立发展了下文简述的概念并以预印本方式非正式地广为宣传这些概念。当时，南部对群论知之甚少，而韩则独立地用群论概念重新阐述并发展了南部的思想，于是韩和南部决定联手共同写一篇有关的论文。
30. Bacry，Nuyts and van Hove(1964)，Nambu(1965)。
31. 南部实际上将新的量子数命名为“粲”，但后来发现，他所指称的这个量子数的含义与 GIM 机制下新的夸克的味量子数是同一的。
32. Han and Nambu(1965，B1010)。
33. Dalitz(1967，232)。莫尔普戈在回忆时也有过同样表示(私人通信)：

    当我想到非相对论性(夸克)模型的概念时，我肯定没有想到要将一个已属异端的理论(用非相对论方式来处理强子动力学)与更极端且未得到证明有效的假设[譬如引入一个新的隐藏的(色)自由度]合在一起……这个假设确实不是逻辑上的需要，也不存在任何物理事实说明需要它。

34. 见第6章，注98。

230

35. 有趣的是，斯坦伯格(Steinberger 1949)曾表明，如果将π介子看成是核子-反核子的复合体(正如坂田模型里的那样)，那么就可能与实验数据取得一致。但坂田模型在60年代末已不再流行。
36. Bartoli et al. (1970)。
37. Silvestrini(1972，10)。
38. 见第6章，注12。
39. Silvestrini(1972)。
40. 例如，见 Fritzsch and Gell-Mann(1972)，Bardeen，Fritzsch and Gell-Mann(1973)和 Fritzsch，Gell-Mann and Leutwyler(1973)。
41. Fritzsch and Gell-Mann(1971a，b)。关于光锥流代数工作的综述，见 Frishman(1974，

24～33)。

42. Gell-Mann(1962b)。
43. Fritzsch and Gell-Mann(1972, 139～141)。
44. Fritzsch, Gell-Mann and Leutwyler(1973)。
45. Gross and Wilcek(1973, 1345)。
46. Politzer(1974)。
47. 见 Marciano and Pagels(1978, 139, note 1.1)。
48. 关于规范理论渐近自由性质的论文——Gross and Wilcek(1973)和 Politzer(1973)——见 1973 年 6 月 25 日出版的《物理评论快报》。在这两篇文献发表后的第一年里，高能物理文献对它们的引用就达 76 次。
49. Politzer(1974, 149)。
50. $1/N$ 展开是一种新的微扰计算技术，展开参数是夸克色自由度数目 N 的倒数。这种展开技术是由特霍夫特提出的('t Hooft 1974a, b)，后来威滕给出了一种通俗易懂的解释(Witten 1980)。存在磁单极和瞬子(二者本质上都是规范理论新颖的、基本的非微扰性质的表现)的观点分别是由特霍夫特('t Hooft 1974c)、波利亚科夫(Polyakov 1974)和俄罗斯理论家贝拉温、波利亚科夫、施瓦茨和丘普金(Belavin, Polyakov, Schwartz and Tyupkin 1975)提出的(亦见 't Hooft 1976 年)。格点规范理论最先由威尔逊提出(Wilson 1974)。这种理论处理的是时空离散格点，而不是时空连续体，使得耦合常数反幂指数的微扰展开变得容易，因此适用于量子色动力学的长程性质。
51. Politzer(1974, 178)。

8 1974年的高能物理学：发展状态

在前面的章节中，我们考察了1964～1974年期间高能物理几种重要传统的建立和成长。我们见识了夸克概念是如何在旧物理学的组分夸克模型传统下孕育开花，以及在场论取向的新物理学传统(流代数、部分子模型、电弱统一理论和量子色动力学等)下的早期成长。现在我想停下来盘点一下截至1974年年中高能物理的发展现状，因为这个学科的发展性质即将起大变化：1974年是爆发所谓“十一月革命”的一年。在1974年11月之前，新物理传统下的理论和实验只占高能物理研究的一小部分，旧物理学依然占据主导地位。1974年11月，一系列极不寻常的基本粒子首次被发现。这一发现设定了本书后面第三部分所述内容的发展方向，使得在五年的时间里新物理学迅速取代了旧物理学。因此，1974年11月的发现构成了粒子物理学史上的分水岭。在讨论它们之前，我想先在此交代一下这些发现的社会和概念背景。本章第一部分叙述概念背景，并对新物理学的核心理论——电弱规范理论和量子色动力学——的理论结构进行综述。在接下来的两节里重点强调社会背景。第二节概述1974年里高能物理的实践领域，以詹姆斯·比约肯1979年的评述为基调。最后，在第三节里，我们着重介绍十一月革命的三位领导者的实践，并根据他们的早期职业生涯来解释其革命活动的条件。 231

8.1 规范理论小结

到1974年，已经有可能用规范理论来表示(虽然不是必需的)高能物理里的三种基本力——强相互作用力、电磁作用力和弱相互作用力。电磁作用和弱作用可以用电弱规范理论(譬如温伯格-萨拉姆模型)统一起来，而强相互作用则是用量子色动力学来描述。温伯格-萨拉姆模型和量子色动力学将是本书第三部分要讨论的核心，这里我想先交代清楚它们的概念基础和结构。 232

首先作一般性考虑。规范理论是一类量子场论。在(作为一般量子场论的)规范理论里，所有的力都起因于粒子间交换：这里不存在超距作用。就当前目的而言，规范理论可以描述为这样一种量子场论：其中费米子(夸克和轻子)之间的力由交换矢量粒子(自旋1)来传递。此外，矢量粒子(或称规范粒子)是无质量的，除非对理论进行适当的修正。规范理论的核心是一种数学上的群结构，其中粒子之间的关系为：粒子被分配到由群表示的族中，相同族里的粒子间的耦合强度具有类似性。因此，群结构和规范粒子质量(如果有的

参与强相互作用。由此可见，在规范理论里，强相互作用与电弱相互作用是不同的：传递强相互作用的色胶子只耦合到夸克的色上，对味无感觉；而传递电弱相互作用的光子和中间矢量玻色子则只耦合到夸克和轻子的味上，是“色盲”。关于量子色动力学还有一点有必要提及。胶子在形式上是无质量的粒子，如同光子而不同于中间矢量玻色子。针对这一点，在前一章里讨论的禁闭学说断言，量子色动力学具有这样的性质：带色的粒子不可能孤立地存在。实验室能观测到的只能是无色的夸克和胶子的组合，这些组合即等同于所观察到强子。

现在，我们的想像世界已接近于1974年规范理论家所理解的真实世界了。强相互作用和电弱相互作用已得到充分描述，但基本粒子的补全尚未完成。两个轻子（μ 子及其相伴的中微子[1]）和两种夸克（奇异夸克 s 和粲夸克 c）还没能找到（这里我将 c 夸克包括进来，因为它关系到以后的发展）。这个空白很容易填补，只要在原先的（ν_e，e^-）族旁边并上一个新的轻子族（ν_μ，μ^-），在原先的夸克族（u，d）旁边并上一个新的夸克族（c，s）即可。这些新族与光子、胶子和中间矢量玻色子的耦合一如以前，由此我们即得到一个完整的规范理论下的基本粒子相互作用图像。[2]表 8.1 对这一图像进行了归纳（增添了关于电弱理论更多的技术细节）。

235

表 8.1 **基本粒子的规范理论**

234

相互作用	规范理论	规范群	基本场	基本粒子族*	规范矢量粒子
电弱相互作用	温伯格萨拉姆模型（量子味动力学）	SU(2) ×U(1)：味	夸克 + 轻子	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L, u_R, d'_R, s'_R, c_R$ $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, e^-_R, \mu^-_R$	三个中间矢量玻色子（很重）：$\begin{pmatrix} W^+ \\ W^- \end{pmatrix}, Z^0$ 光子（零质量）：γ
强相互作用	量子色动力学	SU(3)：色	夸克	$\begin{pmatrix} q_R \\ q_Y \\ q_B \end{pmatrix}$	8 个色胶子：均‘零质量’且禁闭

* 对于电弱作用粒子族，L：左手型，R：右手型；$d' = d\cos\theta_C + s\sin\theta_C$，$s' = -d\sin\theta_C + s\cos\theta_C$，其中 θ_C 是卡比博角。[3]

对于强相互作用粒子族，R：红色；Y：黄色；B：蓝色。

8.2 一个时代的结束

1979 年 7 月，斯坦福直线加速器中心（SLAC）的理论家詹姆斯 · 比约肯在挪威卑尔根召开的“中微子’79”高能物理大会上致辞。他讲稿的标题是：

一”理论等），将是本书第三部分的主题。这里，我打算对这一变革的背景——“旧正统”观点——做一番概述。可以说，正是这些旧的正统观念从社会和观念两方面推动了70年代早期高能物理的变革。为了提供这样一种概述，我先简要讨论一下1974年7月召开的伦敦大会的论文集的内容，因为这次会议是十一月革命前的最后一次主要的高能物理大会。[5]虽然每年都会有很多高能物理方面的会议举行，但两年一次的“罗彻斯特”大会(因首次举办地而命名)被认为是对整个领域当前现状给予深刻总结的最重要的论坛，伦敦大会是这个系列的第十七届大会。因此，将这次大会的论文集作为1974年高能物理界关注议题的准确反映是合理的。[6]论文集按会议事项安排分为5个部分，各部分的主题和长度(页数)罗列如下：

1. 高能强相互作用(280页)；
2. 共振态物理(199页)；
3. 弱相互作用和统一理论(115页)；
4. 轻子-轻子相互作用和轻子-强子相互作用(173页)；
5. 大的横动量反应(80页)。

每个部分由该方向上实验和理论两方面的最新进展报告组成。从每个主题所占页数可以看出，1974年高能物理研究的两大主题——“高能强相互作用物理学”和“共振态物理学”——自20世纪60年代以来一直保持不变。篇幅最长的第一部分专用于(遍举的和单举的)强子软散射数据的发表和理论分析。主要理论取向仍是雷吉分析传统。[7]第二部分，也是篇幅第二长的，专用于低能共振态物理学。到1974年，实验对新共振态的鉴定已经发展成为一种极其精巧的艺术，本节中的大多数报告专事数据发表和分析，不同实验结果的比较等。这里的理论背景是组分夸克模型。[8]将两部分合起来可见，第一、第二部分代表了旧物理学研究传统在强相互作用、雷吉理论和共振态物理等方面的成果，其在文集中所占比例明显超过后面三部分的总和。但正是在后面这些部分里，我们可以看见革命后的新物理学雏形。

237

第三部分是“弱相互作用与统一理论”。它可以分为两个不关联的部分。前一部分是关于标准弱衰变参数的新的实验测量结果。[9]这是旧物理学传统下的弱相互作用研究，它与新物理学的联系仅仅是通过关于不存在变奇异数的中性流的实验报告。后一部分较长，主要是关于电弱统一和规范理论的理论工作。[10]这部分中新旧传统研究篇幅的不等反映了关于统一力的理论研究的突起，这一点我们在第6章中已进行过考察。第四部分是关于弱中性流、电子、μ子和中微子等的深度非弹性散射以及电子-正电子湮灭等方面的研究。这里的中性流主要是从实验角度来研究的，虽然它们与电弱统一理论研究的关系有所提及。本节中大多数报告是关于轻子-强子间深度非弹性散射和电子-正

电子湮灭的。这里最值得注意的是新数据的呈现和分析中还明显缺乏量子色动力学的影响，讨论的理论背景仍是部分子模型和夸克光锥代数。[11]我已指出过，这种影响的缺乏是因为理论家在寻找量子色动力学可提供的指导性意见方面有困难。但还应指出，在1974年，量子色动力学，像所有用来解释标度无关性的其他模型一样，似乎受到了正负电子湮灭数据的否定。这一点我们将在第9章作更详细的探讨。最后，论文集中最少的第五部分是关于“大横动量反应”的。这部分的数据主要来自费米实验室和欧洲核子研究中心ISR的纯强子反应实验报告。对这些数据的理论解释谈不上共识，虽然粗糙的夸克-部分子模型(由适当改造了的标度无关性标准模型演化而来)提供了解释性框架。[12]

因此，虽然比约肯的两大“新正统”要素——电弱统一理论和量子色动力学——在1974年已经崭露头角，但从伦敦会议文集中人们可以看到，它们在高能物理界的影响是有限的。主要的实验传统仍与软过程——高能强子散射和低能量共振态物理学——有关；主要的理论传统则分别与雷吉理论和组分夸克模型相联系。但从弱相互作用物理内部来看，整个景观正经历重组：中性流已成为中微子实验的主要着眼点，统一成为一种新的理论追求。当然，乌云依然压在理论的头顶，因为抑制变奇异数中性流所需的新的强子或重轻子尚未发现。至于强相互作用，指导实验的观点同样处在过渡阶段。在理解硬散射(轻子主导的深度非弹性散射和纯强子反应的大横动量等现象)的问题上，新的实验传统已经涌现，与仍然占主导地位的软散射传统不相上下。在实验的驱动下，新的理论传统已经演变，这里主要指面向实际的夸克-部分子模型。但是量子色动力学，作为支撑和修订部分子模型的规范理论，在1974年里的影响可说是微不足道，所有描述标度无关性的模型似乎都与新的正负电子湮灭实验数据相矛盾。

8.3　三位过渡性人物的传记

在结束这一章之前，我想先介绍一下后面第三部分的主题，目的是要揭示和处理好一个问题，它的解决办法属于本部分阐述的范畴。

1974年11月，实验上发现了第一个“新粒子”，很快，针对其性质的理论猜想便如雨后春笋般涌现出来。这次辩论中最耀眼的要数这样一些理论家，他们提出新粒子是粲数的表现(一种新的夸克味，GIM机制的核心概念)，并用电弱统一规范理论和量子色动力学中的概念来强调他们的论证。到1976年，粲数的存在已为高能物理学界普遍接受，温伯格-萨拉姆模型上也已成为公认的电弱相互作用理论，称之为“标准模型”。不仅如此，新颖的量子色动力学传统下的强相互作用唯象模型也已确立。这些发展都贯穿着理论和实验，新物理的发展势不可挡。他们的意义在于，高能物理领域几乎所有的新入门

者都是在新物理学语境下接受培训，并在日后的研究生涯中复制着这种语境。

因此，在新物理学得以确立的关键阶段，辨析新粒子属性成为这一时期的主要特征：革命的种子是由那些主张粲数和规范理论的物理学家播下的。而对粲数的提倡又可以分为两个联合而又不同的阵营。一方是老一辈的规范理论家，前几章里提到的那些人物，譬如盖尔曼、温伯格和格拉肖等。这一点都不奇怪，这些理论家甚至在新粒子发现之前就从规范理论的观点出发明确主张存在色自由度和粲数。另一方阵营是较年轻的物理学家。我们将看到，在关于新粒子属性的辩论中，他们在倡导粲数和规范理论方面同样不遗余力。这些都是 20 世纪 60 年代新进入高能物理领域的理论家，他们所接受的教育训练中并不包含规范理论。但很明显，这个群体的存在对于高能物理的后续发展是至关重要的。因此我想问的第一个问题是：在这个关键时期，为什么这些年轻理论家会站到规范理论阵营一边？

我的答案，就其一般意义来说，与我对整个科学实践的文化动力学分析时给出的回答是一样的：这取决于我在引论里概述的“语境机会主义”：个人是在与其同行共同营造的语境下按其意愿来处置资源的(对于理论家来说，主要是专业知识方面的无形资源)，而且在这过程中，他又会获得新的资源。我将研究在 60 年代进入高能物理学界的三位主要理论家。当时的状况，用他们其中之一的话来说，“规范理论还不存在”。我这么做的目的是要展示语境机会主义是如何使他们在十一月革命当中决意拥护粲数和规范理论的。

我们将要展示其生平的三位理论家分别是玛丽・盖拉德(Mary Gaillard)、阿尔瓦罗・德鲁尤拉(Alvaro De Rújula)和约翰・埃利斯(John Ellis)。当新粒子被发现的当时，盖拉德和埃利斯都在 CERN 工作，他们很快成为欧洲最热心的粲数倡导者。德鲁尤拉当时在哈佛大学，那里的理论组当时是提倡粲数的急先锋。三个人分别来自美国(盖拉德)、西班牙(德鲁尤拉)和英国(埃利斯)，截至十一月革命之前的职业生涯也截然不同，但他们很快发现他们是一个战壕里的战友。我将尝试表明，这些理论家在他们的职业生涯中获得的专业知识决定了他们能够在运用自己专长的同时接受新知识，可以很快从一种传统转到另一种传统，因此，他们转到粲数和规范理论一边是必然的。[13]

240

在转向个人传记之前，我先要说几句。尽管盖拉德、德鲁尤拉和埃利斯的早期职业生涯有许多方面彼此不同，但重要的是他们有一个共同的起点——都是从流代数传统起步的。我们已经看到，与占主流的组分夸克模型和雷吉理论不同，流代数从未失去与其源头场论的联系，因此毫不奇怪，新的规范理论物理学对于受过流代数训练的理论家来说具有特殊的吸引力。不过，在考察盖拉德、埃利斯和德鲁尤拉的学术生涯时，我们将超越这种一般性考虑，进到个体所处的实践环境中去寻找更为当下具体的决定性因素。我

们可以将个人学术生涯置于特定的社会语境下来考察这些社会语境是如何对个人实践施加影响的。我们将不止一次地看到，个人事业的发展与新的专业知识的同时获得是在日复一日的具体研究实践过程中而不是在高能物理整体公共文化(专业学术氛围等)下建构起来的。就这方面而言，获取和运用专门知识的过程具有传染性，下述传记就具体展现了规范理论发展初期三位专家的关键性转变过程。[14]在十一月革命的语境下，最初只是一小部分的坚定的规范理论家们通过他们的实践很快传染了高能物理界很大一部分人。这种传染性很快蔓延到几乎整个高能物理学界，直至新物理学确立。

阿尔瓦罗·德鲁尤拉[15]

阿尔瓦罗·德鲁尤拉于1944年1月29日出生在马德里。他在马德里大学习物理学，并于1968年11月获理论高能物理博士学位。1969～1971年，他在CERN理论组工作；1971～1972年，他在法国工作一段时间；1972年10月，他到哈佛大学作研究助理，后来在那里获得了终身教职。

241

德鲁尤拉走向规范理论的路线甚为简单。他的研究生论文是流代数传统下进行的。[16]离开西班牙去了CERN后，他开始与那里的其他年轻理论家合作。他对量子电动力学进行过详细复杂的计算，获得了可重整化场论下运用微扰方法的宝贵经验。[17]他对中微子散射进行过分析，当时CERN正在进行的加尔加梅勒中微子实验是个非常受关注的研究项目。[18]他在深度非弹性散射和部分子模型等方面都做过工作，有些属于局部热点(譬如中微子实验)，有些意义更宽泛些。[19]

因此，在离开CERN的时候，德鲁尤拉不仅具备了流代数方面的专业知识，而且对场论的微扰计算技术细节、对弱相互作用实验的唯象分析和部分子模型等都已非常熟悉。当他1972年10月来到哈佛大学的时候，电弱统一理论正处在蓬勃发展之际。在哈佛有谢尔顿·格拉肖——粲数和GIM机制的发明者，也是电弱统一模型建模艺术的代表人物和最直言不讳的倡导者——和西德尼·科尔曼——世界顶级场论物理学家之一。在附近的麻省理工学院，则有史蒂芬·温伯格(1973年转到哈佛大学)——统一规范模型原型的发明者。据德鲁尤拉回忆，在哈佛，他体验到“由同辈带来的场论理解上的群体压力”。而在各种类型的场论中，规范理论是“最有趣的”。好在这种压力他以前已有过体验，他已有一套对付的有效办法。他首先是设法弄懂统一电弱规范理论的原理。为此目的，他同意给西班牙福米加尔冬季学校开设以此为内容的讲座，然后开始在哈佛大学与格拉肖和其他人合作，探索统一理论的唯象影响。[20]

1973年，波利策在哈佛大学发现规范理论具有渐近自由性质。那时德鲁

243 **当我开始进行破缺的标度不变性研究时，我在脑子里已经对这些想法进行了梳理，但我认为我是从新旧两种物理学传统的混合模式而不是立即跃入全新的传统下开始这种研究的。**

1971年埃利斯离开CERN改投到SLAC。他之所以选择去那里，是因为他“想充分了解部分子和标度无关性”。在SLAC以及翌年在加州理工，埃利斯继续在自CERN开始的两个新方向(雷吉理论和算子积展开以及标度不变性)上与其他理论家们保持合作。[27] 1973年，埃利斯在圣克鲁斯夏季学校讲授标度无关性课程。他和麻省理工学院的理论家鲍勃·谢斐(Bob Jaffe)写了200页的讲稿。这些讲稿构成了“当时关于经典部分子、算子积等概念的最完整的认识”。[28]

1973年，也就是发现渐近自由的这一年，正如我们所看到的，像约翰·埃利斯这样年轻有为、对标度无关性充满兴趣的场论物理学家的人数有了非常大的提高。1974年，埃利斯回到CERN，着手对规范理论展开研究，“因为那时候已经很明显，描述强相互作用的理论就是量子色动力学”，因为它是“唯一合理的理论”。他先从调查二维世界(一个空间维，一个时间维)里量子色动力学的性质开始。在二维下，场论计算要比四维下情形简单得多，而且朱利安·施温格在60年代初的著名工作已表明，在二维下量子电动力学显示出类似于禁闭的现象。因此，埃利斯(其他理论家也一样)希望通过调查二维的量子色动力学来获得有益的经验。然而几个月的工作带来的却是“彻底的失败”，没有任何结果值得发表——好在特霍夫特很快指明了方向，找到了一条通往新的理论传统的道路。[29]埃利斯没有灰心。[30]在访问加州大学圣克鲁斯分校期间，他对如何处理所谓“雷吉子场论”下的多粒子产生问题已非常熟悉。这种处理方法最先是由著名的俄罗斯理论家格里波夫(Gribov)提出的，并在美国西海岸得到相当广泛的应用。其之所以大受欢迎，主要来自这样一个事实：作为对雷吉方法的一种场论修正，它可以运用于重整化群技术(包括威尔逊和费舍尔的ε-展开)。埃利斯从中寻觅到了运用他所掌握的场论和多粒子产生等方面专长的机会，同时他“通过研究那种新颖但并不极端复杂的问题”也熟悉了重整化群和渐近自由等概念。1974年，一篇题为“渐近自由的雷吉子场论”的文章标志着埃利斯与西海岸理论家们广泛合作的开始。[31]

244 在1973年和1974年，高能物理领域讨论的主要议题是关于电子-正电子湮灭的数据。这些数据来自SLAC新的对撞机SPEAR，它们与标度不变性的概念存在明显冲突。埃利斯回忆道，在许多场合，这些数据被看成是对场论的“总报复”。由于他具有这方面的专长，因此大家要求埃利斯对1973～1974年间的电子-正电子湮灭实验数据提供一个理论上的全面述评。[32]在1974年7

月的伦敦大会的演讲中，他先综述了各种理论模型在处理这些数据时所造成的问题，随后他回顾道，“很明显，我认为只有一个解决办法”——即承认存在一种新的强子自由度，例如粲数。后来，他在CERN、德国电子同步加速器研究所(DESY)和哥本哈根尼尔斯玻尔研究所等各处的讲演中也表达了同样的看法。约翰·埃利斯对电子-正电子湮灭数据的反应与其他理论家的反应之间的差异很好地说明了在特定情况下已有经验在确定表现出什么样的反应时的作用。埃利斯回忆道，他的很多同事采取的一种态度是“谁还信这种部分子光锥的胡说八道呢?”而另一方面，他则是这么认为的：

> **部分子和算子积的概念既然在许多不同的情形下有效，这就证明它们必然在某种意义上是正确的。因此，如果说这些概念在预言正负电子湮灭时出错，那应该不是因为现有的光锥展开等概念已不适用。而应该是有新的部分子进入或新的强子自由度……到这一年(1974年)的秋天，事情已经很显然，必须存在类似于粲数这样的东西。**

因此，当正负电子湮没实验第一次发现新粒子时，埃利斯立即给予了一个解释——粲数——并将它看做是渐近自由规范理论提出的存在新的味的论据。与德鲁尤拉和(尤其是)盖拉德不同的是，埃利斯对迎接十一月革命所做的准备主要是借助于强相互作用场论而不是电弱相互作用方面的丰富经验，但最终结果是一样的：“在得知普赛(ψ，第一个新粒子)后大约五分钟”，他便给出了粲数的解释，“……随着普赛的发现，在我看来，事情已经很清楚，世界就该是(规范理论描述的)这样子的。”从这一点上来看，埃利斯和盖拉德是欧洲的两位最坚定、最积极的粲数和规范理论框架的倡导者。[33]

玛丽·盖拉德

玛丽·盖拉德(Marry K. Gaillard)于1939年4月1日出生于新泽西州。245 1960年，她被授予弗吉尼亚州霍林斯大学物理学学士学位，1961年获纽约哥伦比亚大学硕士学位。在哥伦比亚读书期间，她与法国物理学家盖拉德(J-M. Gaillard)结为夫妇。她的研究生学业是有关高能物理理论方面的研究，是在奥赛的巴黎大学进行的。1968年，在取得博士学位后，盖拉德投身于CERN理论组。在1973~1974年间，她到费米实验室短暂工作了一段时间。

盖拉德在60年代中期读研究生时的研究方向是弱相互作用的唯象研究。[34]“在那时候，”她回忆道，“规范理论还不存在”。她的早期工作包括对K介子衰变的CP破坏研究。当1964年这一现象首次被发现时，曾在高能物理界引起了极大的兴奋。[35]来到CERN后，她在1969~1972年期间一直将重点放在弱

相互作用的唯象研究上，特别是各种 K 介子衰变过程中出现的手征对称性的分析方面。除此之外，她还研究了反常中性流的 K 介子衰变模。正如我们在第 6 章中看到的，当时这个问题被认为对所有现存的弱作用理论构成了威胁。[36]到 1972 年，她已跻身于弱相互作用唯象研究的专家行列。[37]

1973 年，玛丽·盖拉德离开 CERN 前往费米实验室做了一年的学术访问，这是她投身规范理论研究的关键。费米实验室理论小组的负责人是本杰明·李，就是我们在第 6 章中提到的那位。李在规范理论的重整化和电弱统一理论的阐述方面曾起过重要作用。盖拉德抵达费米实验室时，正值 CERN 刚刚公布存在中性流，这是费米实验室中微子实验者非常感兴趣的一个课题。因此，盖拉德很快在费米实验室找到了自己的位置：抓紧研究电弱理论的唯象意义。她与首席规范理论家李紧密合作。她充分运用了自己在弱相互作用的一般性唯象研究和变奇异数中性流(反常 K 介子衰变)研究方面的专长，她的理论方法具有场论流代数传统的牢固基础。按照她的专长和当时的背景，如果她不去从事这方面研究而是另辟蹊径，那才是令人惊讶的。这里的研究是指她开始详细调查电弱理论的唯象结果，通过与李合作学习规范理论技术。[38]

在 1973 年，电弱规范理论紧迫的问题是缺少变奇异数中性流，特别是在 246 反常 K 介子衰变的情形下，而盖拉德对这种情形则已非常熟悉。李和盖拉德一起，着手调查存在 GIM 粲数的唯象结果，他们比以往更注重细节。通过规范理论计算，他们得出结论：如果粲夸克有约 1 GeV 的质量，那么有关变奇异数中性流的所有数据都能够得到很好解释，因此粲数问题应当认真考虑。这项合作的结果是盖拉德、李和罗斯纳(J. L. Rosner，强子谱专家)三人合写了一篇 1974 年里重要的综述性文章“搜索粲数”。[39]这篇文章概述了盖拉德、李和罗斯纳对尚未观测到的粲强子的质量和宽度的估计，如果 GIM 机制在抑制变奇异数中性流方面是有效的话。在 1974 年年中，盖拉德在费城的一个国际会议上对实验搜寻粲数进行了述评，随后在伦敦大会上，她又综述了规范理论和弱相互作用方面的进展。[40] 1974 年底，她带着粲数唯象图像和一般电弱规范理论等新知识武装回到了 CERN。她回到欧洲不久，新粒子就被发现了，于是这一发现立即成为高能物理界谈论的中心话题。盖拉德毫不犹豫地站到了粲数阵营的一边。[41]

还有一点需要指出。有利于新粒子的粲数解释的证据里还包含从量子色动力学以及电弱规范理论得到的思想。在这方面盖拉德再次从她与费米实验室的李合作中获得了经验。他们曾一起试图利用新近发展起来的渐近自由概念来澄清某些长期困扰弱相互作用物理的问题(CP 破坏和所谓的“$\Delta I = 1/2$ 规则”)。[42]尽管他们没能成功地解决这些问题，但这项工作的间接结果是，通过对粲数辩论，盖拉德熟悉了量子色动力学不寻常的性质。因此，从玛丽·

盖拉德的事例里，我们可以相当清楚地看到，个人的工作特色（与具体背景相联系）是怎样导致一个成长于规范理论“尚不存在”时期的理论家站到十一月革命的前沿。为了强调个人知识背景与具体语境之间的相互作用在影响未来行动方面的重要性——这无论是对玛丽·盖拉德还是对一般的物理学家而言，都是一样的——在此我摘取一段 1978 年我对她的访谈来结束本章：

盖拉德：在我回到这里（CERN，1974 年）后，约翰（埃利斯）和我……我们有过长时间的努力，就是要使人们确信粲数是正确的。最近我们面临一项更大的挑战，就是要将未来多部机器上的数据联系起来。我们确信，电子-质子对撞机会带来好结果，因为你可以检测渐近自由。我们在老辈同事那里遇到了很大阻力，因为他们根本就不拿渐近自由当回事儿。我不知道为什么会这样，但我认为，对于那些学习手征对称性这类概念而成长起来的人来说，他几乎本能地意识到，不是所有的东西都能够用味盲的夸克和胶子理论来解释的。而对我们来说，如果不将这种理论看做是描述强相互作用的最佳方案，似乎是令人难以置信的。

247

记　者：您能不能解释一下他们为什么不呢？

盖拉德：我不知道。在某些情况下，可能是出于一种普遍的怀疑态度。我的意思是，物理学已经在黑暗中艰难跋涉了许多年，我觉得有些人就只习惯于那些继续在黑暗中摸索的想法，而另一些人呢，他只是不习惯于认为场论可用于描述强相互作用。他们不是那种对弱作用细节及其对强相互作用对称性的外推意义非常清楚的人。我大半猜得出你以前属于什么样的人——你觉得这个世界是怎样的（笑）。

注释和参考文献

1. 我们在 5.4 节看到，首次高能物理中微子实验的目的是要确立存在 2 种不同的中微子——电子中微子（ν_e）和 μ 子中微子（ν_μ）。在电性流弱相互作用中，前者总是转变为电子，后者则转变为 μ 子。
2. 有趣的是，不存在基于近似 SU(3) 强子分类谱的规范理论。从电弱理论和量子色动力学的观点看，强子分配成 SU(3) 多重态纯属偶然，人们恰好从相近的 u，d 和 s 夸克质量和强相互作用（QCD）味盲性质中导出了这种多重态。
3. 显然，这里我在文中淡化了电弱理论的复杂性。第一，只考虑将左手粒子（即粒子的自旋平行于其运动方向）分配到二重态族，右手粒子（自旋取向相反）分配到单族。左、右手粒子的这种分离使我们能够构造一种电磁力守恒但弱力不守恒的理论。光子等概率地

248

耦合到左、右手粒子上，因此宇称守恒(即它不显示出任何手征上的偏好)。带电的中间矢量玻色子则相反，只能耦合到二重态粒子即左手粒子。这种手征上的绝对偏好相当于电性流的弱相互作用表现出“最强的”宇称破坏。中性的中间矢量玻色子则既可以耦合到二重态粒子也可以耦合到单态粒子，因此中性流的弱相互作用违反宇称守恒的程度要次一等，其程度取决于温伯格角(第6.2节)。

还应注意的是，电弱族里的 d′ 和 s′ 成员是 d 和 s 夸克按正比于卡比博角(第4.3节)的复合。它对应于下述实验观察结果：在电性流弱相互作用中，u 夸克最常转变成 d 夸克，只是偶尔转变到 s 夸克(根据 GIM 机制，c 夸克最常转换到 s 夸克，但偶尔变为 d 夸克)。

4. Bjorken(1979, 9 ~ 10)。
5. Smith(1974)。下述注 7 ~ 注 12 均为伦敦大会的会议报告。
6. 可以说，会议论文集提供的是一种略有偏爱的观点，因为它们往往强调新的东西要胜过常规实践。但本段是要表明，在 1974 年中期，旧物理学仍处于对新物理学占压倒的优势，这一点在伦敦会议论文集里表现得很明显。由于这里主要讨论新物理学传统，因此上述说法只是进一步印证了旧物理学的统治地位。
7. Barger(1974), Halliday(1974)。
8. Rosner(1974a)。共振强子谱学是依据 4.2 节概述的组分夸克模型来建立的。强子衰变可用流夸克来解释。流夸克通过梅洛施型变换与组分夸克模型的“组分夸克”相联系(见4.4节)。
9. Kleinchnect(1974)。
10. Iliopoulos(1974)。
11. Gilman(1974)。
12. Landshoff(1974)。
13. 这种说法值得进一步阐述。我不是要主张对思想过程存在任何先验的确定。毫无疑问，盖拉德、德鲁尤拉和埃利斯原则上会以各自不同的方式对新粒子的发现作出反应：他们可以忽视它，也可以站到理论的对立面。但是，从他们的专业知识可能导致的结果来考虑，他们最有可能成为奠定和发展规范理论观点的理论家：这是正常思维都会做出的推论，也是他们的同事期望从他们身上看到的东西。(后者具有这样一种建设性的意义：实验者要寻求未来实验做什么，就会去找像他们这样的专家)。因此，任何其 249 他反应都显得保守(对盖拉德、德鲁尤拉和埃利斯以及他们的同事而言)。我在这里和本书其他地方想要表达的正是这种必然性。
14. 柯林斯(Collins, 1974, 1975b)曾记述过，实验方面的专业造诣同样具有类似的传染性。
15. 我很感谢德鲁尤拉、埃利斯和盖拉德接受我的访谈并提供传记材料。本章的其余部分就是根据这些材料写出的，后文中没有注出的引文均来自这些访谈。下面注出的文章有助于了解三位理论家的具体研究内容，但不是详尽的文章目录清单。
16. De Rújula(1968)。
17. De Rújula, Lautrup and Peterman(1970)。

18. De Rújula and De Rafael(1970)。
19. De Rújula(1971)。
20. 见 De Rújula, Georgi, Glashow and Quinn(1974)。
21. De Rújula(1974a), De Rújula, Georgi and Politzer(1974)。
22. De Rújula(1974b)。
23. De Rújula and Glashow(1975)。另见后面章节中提到的工作。
24. Ellis and Renner(1969), Ellis(1970), Ellis, Weisz and Zumino(1971)。
25. Ellis(1971)。
26. Ellis, Finkelstein, Frampton and Jacob(1971)。
27. Brower and Ellis(1972). Chanowitz and Ellis(1972)。
28. Ellis and Jaffe(1973)。
29. 't Hooft(1974b). 见第 7 章注 50 以及 Schwinger(1962b)。
30. 经验是不会浪费的。在 1976 年和 1977 年，他发表了几篇有关二维量子色动力学的论文和述评：见 Brower, Ellis, Schmidt and Weis(1977a, b)。
31. Brower and Ellis(1974)。这一合作的随后的演变揭示了知识、语境和获取新资源三者之间的关系。本系列论文的后几篇的一个中心要点是时空离散格点理论量子化的概念。埃利斯和布劳尔起初对这一概念并不熟悉，直到 1974 年夏天他们被邀请参加国际理论物理中心在的里亚斯特召开的一个统计物理学会议，情况才有所改观。他们之所以受到邀请是因为从事相变研究的物理学家们对他们在高能物理里运用的重整化群和场论技术(肯尼斯·威尔逊的工作的延续)非常感兴趣。在这次会议上，埃利斯和布劳尔熟悉了固体物理学家采用的离散格点方法。他们意识到(正像他们之前的威尔逊那样，见第 7 章注 50)，在高能物理里采用这种处理方法会为计算带来相当大的好处，他们后几篇论文就是围绕这一点展开的(见 Brower, Ellis, Savit and Zakrzewski 1975)。
32. Ellis(1974)。
33. 见 Ellis, Gaillard and Nanopoulos(1975)和后面章节中提到的工作。
34. Gaillard(1968)。

250

35. Gaillard(1965)。
36. Stern and Gaillard(1973)。
37. Gaillard(1972)。
38. Gaillard and Lee(1974a)。
39. Gaillard, Lee and Rosner(1975)。虽然直到 1975 年才发表，但这篇文章的预印本在 1974 年新粒子发现之前就广泛流传。
40. Gaillard(1974)。
41. Ellis, Gaillard and Nanopoulos(1975)和后面章节中提到的工作。
42. Gaillard and Lee(1974b)。

9 粲数：撬动世界的杠杆

9.1 十一月革命

“十一月革命”始于1974年11月，随后在不到两年的时间里基本完成。253 其结果是理论和实验上的新物理学传统得到大幅度提升。本节中，我将简略说明这一革命的缘起和发展，在后面的章节里再讨论更多的细节。我的目标是要在第二部分所述的传统语境下确立并展示这一革命是如何发生的，以及这一革命的发展反过来又是如何促进高能物理研究的进展的。[1]

1974年11月11日，这天是星期一，一种极不寻常的基本粒子——J/ψ粒子①——在斯坦福大学的正负电子对撞机SPEAR上和布鲁克海文的质子同步加速器(PS)上同时宣布被发现。在随后的几个月里，人们从正负电子对撞机上发现了存在新粒子的更多的不寻常的证据。因此可以说，“十一月革命”的一种重要方面是正负电子物理研究的蓬勃发展。与此同时，在世界各地的PS上，利用光子、中微子和强子束来研究新粒子的产生和性质的实验方案也在实施中。理论家们提出了许多关于新粒子的猜想。到1976年年中，这些猜想之一得到了高能物理学界的普遍接受：新粒子是携带“粲”量子数的新夸克的表现，这种粲量子数是统一的电弱规范理论的GIM机制所要求的。这一理论有着多方面的意义。首先，存在一种新的强子量子数意味着存在一种全新的强子族，这反过来又意味着对前述新粒子的探索具有多方面的意义。其次，正如我们在6.5节所指出的，GIM粲数正是电弱统一拼图所缺少的部分。一旦粲数的存在得到确认，那么由温伯格和萨拉姆所建立，并由GIM机制所加强的统一的电弱规范理论即成为“标准模型”。在它的指导下，关于弱作用的实验方案得以形成。这个方案的核心是中微子实验，由此中微子实验在高 254 能物理领域的中心地位得到加强。此外，理论家们在寻求解释新粒子时不只是采用了电弱规范理论，还用到量子色动力学的渐近自由概念。因此新粒子的理论模型也是量子色动力学的第一种新颖应用。这些应用具有样板作用，它带来了新的量子色动力学强子谱的大量涌现，围绕这些谱人们提出了一系列实验方案。最后，新粒子的粲数解释直接来自原子物理学的本源——夸克的存在不容辩驳：从1976年起，新粒子的性质被看做是对夸克实在的验证。

① J/ψ早就出现在一种著名的西班牙雷利酒“瓦尔德斯品诺”的品牌标记上。——译注

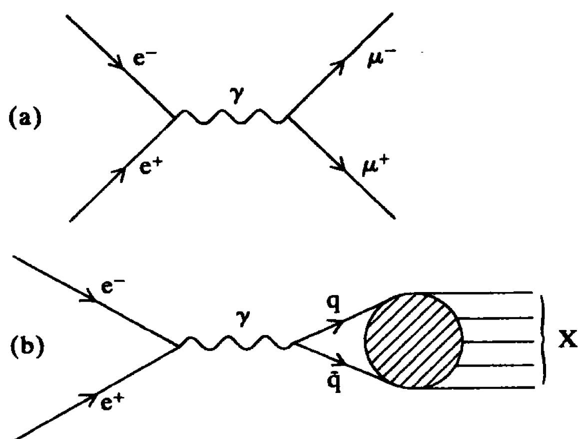


图 9.1　电子-正电子湮灭形成(a)一对轻子：$e^+e^- \to \gamma \to \mu^+\mu^-$；(b)强子：$e^+e^- \to \gamma \to q\bar{q} \to X$

分子模型专家鼓励将这种计算扩展到正负电子→强子产生过程的更具体的方面。然而，到了 1973 年，问题出现了。问题出在 CEA 的“Bypass”正负电子湮灭实验报告的数据上。CEA 的实验者在 4 ~ 5 GeV 的能量范围(高于 ADONE)进行了上述测量，给出的 R 值是 5 或 6。[3]这些数值明显超出了理论家的预期，使理论界感到不安。不过 CEA 的数据只包括两个点，而且误差比 ADONE 的更大，因此典型的反应是搪塞：新建的专用正负电子储存环 SPEAR 在斯坦福线性加速器中心刚投入使用；而德国电子同步加速器研究所(DESY)的类似机器 DORIS 正在建设，这些新机器在不久的将来应能取得更精确的数据。

SPEAR 在 1973 年年初开始出数据(这一年里 CEA 关闭，一年多以前 DORIS 开始物理实验)。事情很快变得明了：正负电子湮灭数据与理论预期不符合。当伯顿·里克特——SPEAR 项目的推动者，也是 SLAC-LBL(劳伦斯·伯克利实验室)在 SPEAR 上联合实验的 SLAC 小组的头儿——于 1974 年年中向伦敦大会提交了如图 9.2 所示的实验数据后，这一矛盾达到了顶峰。[4]虽然报告的 SPEAR 实验数据的误差很大，但从这个图可直接推知，R 的值从 2 (ADONE 最大能量下的 R 值)随 s(质心能量的平方)线性递增到 5 GeV 下的 6 左右。这种行为在理论家群体内引起了一场信任危机。他们原本以为，通过夸克味和色的适当选取，R 的值几乎可以做到与能量无关，但他们现在面临的是一种随能量线性上升的结果，根本无从解释。在伦敦大会上，约翰·埃利斯在题为“关于高能区 e^+e^-→强子的理论思考”的报告里强调了这一境况，他是这么说的：

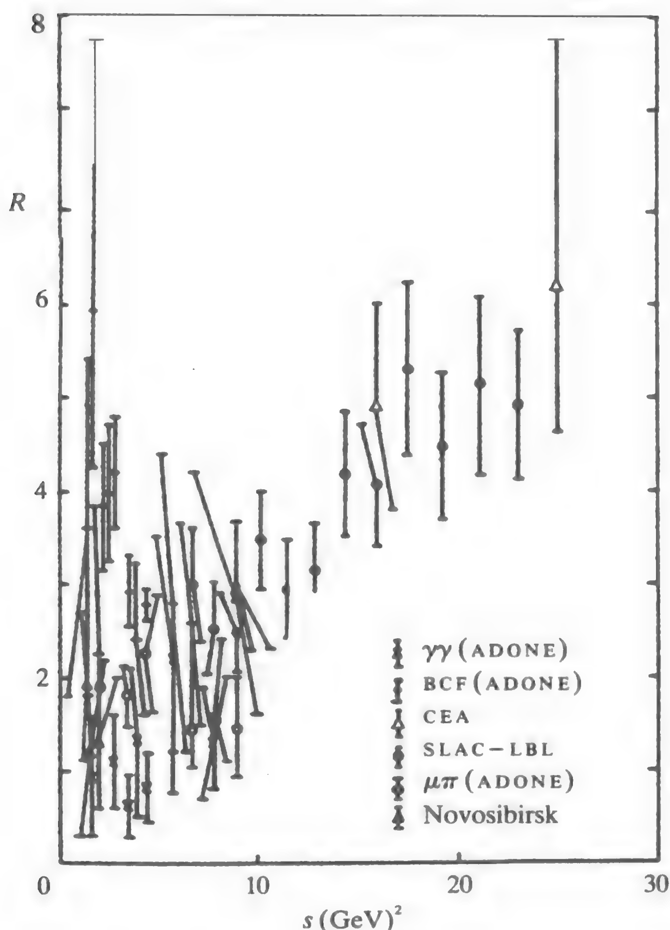


图 9.2　电子-正电子湮灭：*R* vs *s*，1974 年 7 月

这个题目真的不需要多作介绍：理论家们几乎一致预言 *R*……将趋于一个常数……但这些预言并没有得到……CEA 和 SPEAR 上实验的证实。鉴于这种理论崩溃的严重性，以及最近（关于 $e^+e^- \rightarrow$ 强子）的理论文章所反映出来的强烈兴趣，因此在本篇报告里我主要讨论在目前能区（CEA 和 SPEAR）和未来可达到能区（SPEAR Ⅱ 和 DORIS）里的这一过程。

接着是对各种理论的讨论，详略各异，主要是对 *R* 的反常行为的解释，最后埃利斯总结道：

257　**很显然，理论上对正负电子湮灭没有取得一致的意见，甚至对于这**

一过程是否主要由交换光子构成，是否用到部分子概念等这样的基本问题都未能取得共识。目前似乎有必要在两个方向上发展：实验上取得能够鉴别理论的数据，理论上找出确信是这种模型而非其他模型的依据。[5]

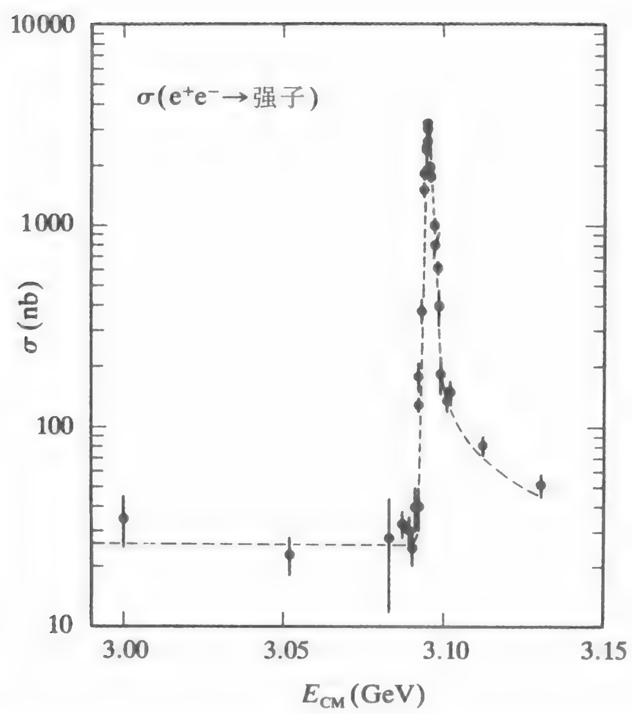
为了言归正传，埃利斯最后罗列了不下于 23 种模型给出的 R 的预言值，这些预言值的范围从 0.36 到无穷大。

9.3 新粒子

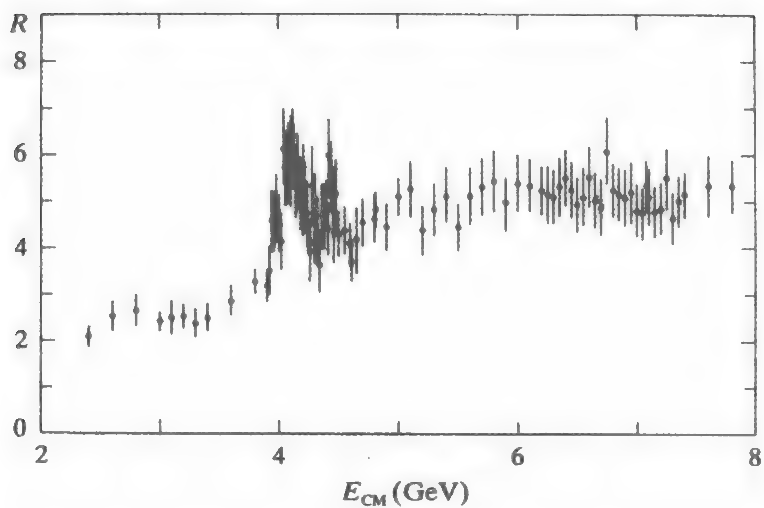
在 1974 年夏天，电子和正电子在自身湮灭的同时正威胁着要毁灭夸克-部分子模型(以及标度不变性和量子色动力学)。但到了 1974 年 11 月 11 日这个星期一，理论灾难因 R 危机的突然解除而得以避免。这一天里，斯坦福和布鲁克海文同时宣布发现了第一种“新粒子”——J/ψ 粒子。这个消息传遍了整个粒子物理学界，人们意识到，R 危机结束了。

258

J/ψ 粒子的质量非常大(3. 1 GeV)，但宽度极其窄。它是由丁肇中领导的麻省理工学院小组在布鲁克海文的 AGS 上发现的，当时他们正在用强子进行正负电子对产生的研究。[6] 与此同时，由伯顿·里克特(Burton Richter)和热尔松·戈尔达贝(Gerson Goldhaber)领导的 SLAC-LBL 联合小组在 SPEAR 上也发现了这个粒子，当时他们正在实验研究正负电子湮灭到强子的过程。[7] 由于 SPEAR 上的实验奠定了后续发展的步调，因此在详述 SPEAR 实验之前，我先简要叙述一下布鲁克海文的实验，然后再回到电子-正电子湮灭和 R 危机的解决这个问题上来。丁在布鲁克海文的研究路径始于 60 年代在汉堡的研究。[8] 1965 年，丁及其合作者在 DESY 新运行的 7 GeV 电子加速器开始了一系列实验。第一轮实验的目的是要测量正负电子对产生的截面，因而被认为是对量子电动力学的检验。实验观察到一种明显不符合量子电动力学的事实，但这个事实可用其中产生的矢量介子 ρ(具有与光子相同的量子数)本身可衰变为正负电子对来解释。人们的注意力从量子电动力学转到了矢量介子 ρ、ω 和 ϕ 上，故此后 DESY 的一系列实验重点放在了在适当能区(约 1 GeV)检测正负电子对来说明这些介子的性质上。到了 70 年代初，丁和他的小组在检测正负电子对方面已经拥有无与伦比的专业优势，于是丁开始寻找运用这一专长的新环境。他想到搜寻更大质量的矢量介子，而要进行这类探索就需要有更高能量的粒子束。于是丁于 1972 年提交了一份在 31 GeV 的布鲁克海文 AGS 上进行实验的建议。1974 年初夏，用质子束轰击铍靶取得了第一批数据。从布鲁克海文实验的强子背景下分离出正负电子对要比从 DESY 的电子束实验中检测正负电子对困难得多。但经过仔细的检查，丁的小组确信，他们在质量约为 3. 1 GeV 处观察到大量的正负电子对事例。他们将这些事例归因于新的矢量



σ(e⁺e⁻→强子)
10000
1000
100
10
σ (nb)
3.00
3.05
3.10
3.15
E_CM (GeV)



R
8
6
4
2
0
2
4
6
8
E_{CM} (GeV)

9.4 粲数

对于粒子物理学家来说，J/ψ 及其亲属粒子的性质是极不寻常的。新粒子的特点在于它们既具有长寿命又有大的质量。所有的事情都是平等的，这一点原本在高能物理界已司空见惯：强子的质量大，因此它的寿命就短。但在 3.1 GeV 处，J/ψ 却成为当时最重的已知粒子，而且它还是寿命最长的粒子之一。粒子的寿命与其共振态宽度成反比，在约 70 keV 处，J/ψ 的宽度要比直接预期值小大约 2000 倍。起初这种反常现象使得人们怀疑 J/ψ 不是强子——也许是参与弱相互作用的中间矢量玻色子 Z^0。但随着数据的积累，强子的解释很快占到主流，其中一种解释就是我们这里所关注的粲数。[14]

正如我们在上一章结束时指出的，早在新粒子被发现以前，规范理论家就已开始猜测粲强子的性质了。例如，在 1974 年夏季，由玛丽·盖拉德、本杰明·李和乔纳森·罗斯纳写的综述性文章“搜索粲数”就曾在高能物理界广泛流传。[15]这篇论文里谈到了许多新现象，其中之一便是正负电子湮灭过程中“隐粲”态的生成：由粲夸克加粲反夸克($c\bar{c}$)组成的介子，其中净粲数相互抵消了。正如盖拉德、李和罗斯纳所言，根据公认的传统强子唯象理论，隐粲态预计会有相对较长的寿命。这种预期可从经验上成功的“茨威格法则”导出(见 4.2 节的讨论)。茨威格法则是说，普通的组分夸克在衰变前后保持

262 不变的强子衰变型[如图 9.5(a)所示的 $\rho\to\pi\pi$ 的衰变]对于包含夸克-反夸克湮灭的强子衰变是禁戒的。由于能量和动量需要守恒，因此这条法则只适用于较低质量的隐粲态。如果最低质量的“裸粲”粒子($c\bar{q}$或$\bar{c}q$，其中 q 是 u，d 或 s 夸克)的质量大于 ψ 系粒子质量的一半，那么这类 ψ 系粒子就不可能衰减成这样的一对组分夸克。因此，ψ 系粒子衰变的唯一通道只能是反茨威格法则的，即 c 和 $\bar{c}$ 夸克彼此湮灭。例如，在量子色动力学里，ψ 系粒子的衰变将通过 $c\bar{c}$ 湮灭形成胶子来进行，随后再组成 u，d 和 s 夸克[图 9.5(b)]。由此可见，茨威格法则提供了对 ψ 系粒子长寿命的定性解释。但在定量上，这个法则是失败的。对传统衰变道禁戒进行外推不足以充分说明 ψ 系粒子的反常特性：即使考虑到茨威格法则，ψ 系粒子测得的寿命也要比预期值高出约 40 倍。按照盖拉德、李和罗斯纳的说法，这余下的差异“到底是严重的问题还是重要的结果，就因人而异了。”[16]

粲偶素模型

263 当然，大多数理论家倾向于对 ψ 系粒子采用隐粲数解释，从而将这种反常的长寿命看做重要的结果而不是严重的问题。这些人都是规范理论家，为了捍卫其立场的正当性，他们强化了所谓“粲偶素模型”。粲偶素模型是由两

位年轻的哈佛理论家戴维·波利策(渐近自由性质的发现者)和托马斯·阿佩尔奎斯特(Thomas Appelquist)。1974年年中，阿佩尔奎斯特和波利策正在寻找量子色动力学新的结果，他们想到可以考虑新的重夸克系统的产生和衰变。他们相信可以证明，由于渐近自由性质——量子色动力学的有效耦合强度随能量提高而降低，超级茨威格法则是可能的。所谓超级茨威格法则就是解释新粒子长寿命所需要的法则。当这些新粒子被发现后，阿佩尔奎斯特和波利策赶紧发表文章予以解释。[17]在1974年年底和1975年年初，他们的工作被哈佛和其他地方的理论家所接受并阐述为粲偶素模型，粲偶素概念成为新粒子粲数解释的中心概念。[18]

粲偶素模型通过与原子物理学中最简单的系统——电子偶素——进行直接和明确的类比来解释隐粲态。电子偶素现象是由多伊奇(M. Deutsch)于1951年最先观察到的，它是一种由一对正负电子构成的原子束缚态。[19]电子偶素原子实际上就像个氢原子——最简单的原子束缚态，非相对论量子力学应用的典型实例——只是其中的质子被正电子所取代。因此对电子偶素的标准量子力学分析与对氢原子的分析模式基本类似，只是有一个方面例外：由于电子是正电子的反粒子，因此不像氢原子，电子偶素有可能烟消云散——作为电子偶素成分的电子和正电子能彼此湮灭形成光子。

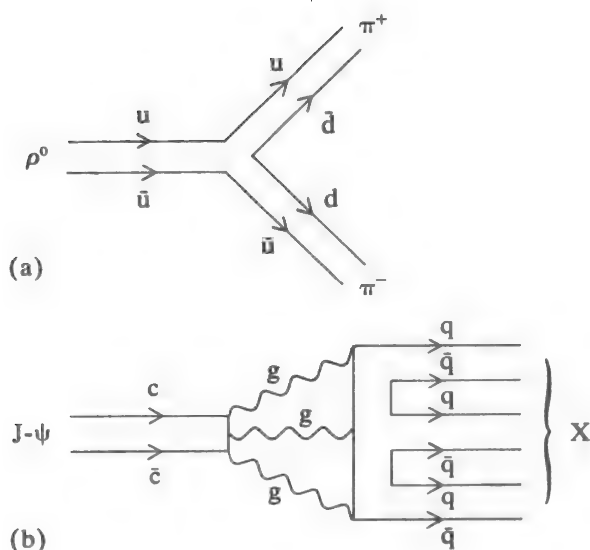


图9.5 (a)茨威格法则允许的衰变道：$\rho^0 \to \pi^+\pi^-$；
(b)茨威格法则禁戒的衰变道：J-ψ → 普通强子X。

电子偶素的这种性质正是粲偶素模型的核心思想。正如电子偶素原子通

过正负电子湮灭成光子而衰变一样，根据量子色动力学的微扰理论，隐粲数强子的衰变也可以通过 $c\bar{c}$ 湮灭成两个或三个胶子来进行[然后胶子再物化为普通夸克，如图 9.5(b)所示]。[20]由于隐粲态具有很大的质量，因此这些胶子携带的能量和动量必然也很大(与茨威格法则禁戒衰变的小质量强子相比)。在量子色动力学里，能量-动量的值越大，意味着有效耦合常数的值越小(渐近自由使然)。而这反过来又意味着：相对于茨威格法则禁戒的普通强子衰变，隐粲态的衰变会进一步被抑制。因此，量子色动力学的渐近自由性质确保了隐粲态衰变的超级茨威格法则的有效性，而这正是解释 ψ 系粒子这种最引人注目的性质所需要的机制。

在提供长寿命 ψ 系粒子的解释方面，粲偶素模型是有效的。这一点对于在原子物理学类比基础方面训练有素的物理学家来说是显然的。我们可以将阿佩尔奎斯特和波利策最初给出的公式当做路标，来看看原子物理学的知识是如何被用来说明高能物理前沿课题的。一种直接而重要的发展是理论家开始编制隐粲数系统的能级图，如图 9.6 所示。[21]

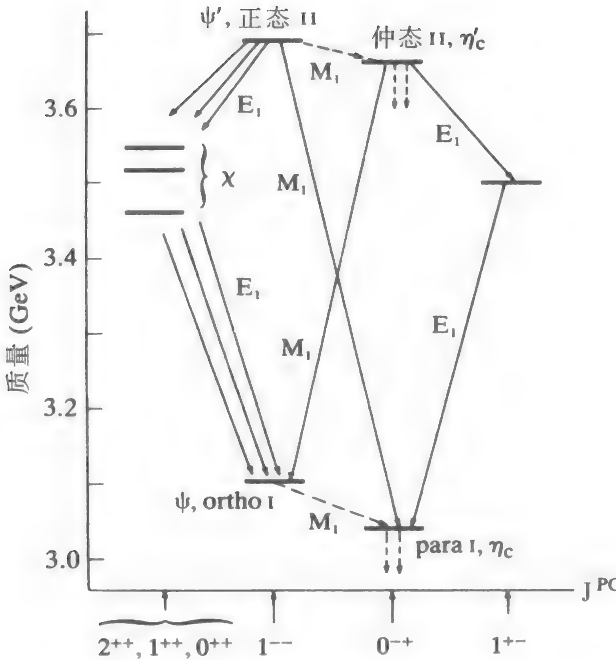


图 9.6　粲偶素态的质量和辐射跃迁

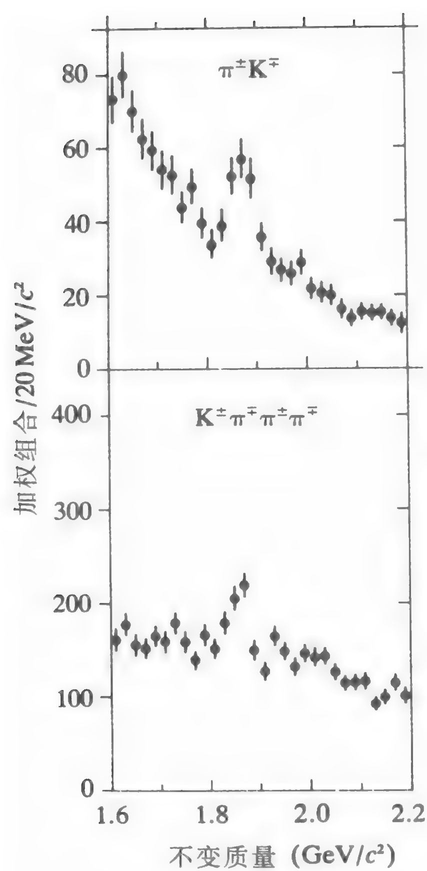
为了构建这些图表，理论家假定粲夸克的质量非常大(约 1.5 GeV)，这样，它们在隐粲态下的运动属于非相对论性运动，因此我们可以合理运用非

相对论性量子力学的计算方法来计算系统的能谱，就像通常对电子偶素和氢原子所做的那样。首次绘制这些图表时，已知的粒子只有自旋为1、负宇称的J/ψ和ψ'两种粒子(标记为正态Ⅰ和Ⅱ，借鉴氢原子谱线命名而来)。这个模型预言，具有不同自旋和宇称的其他隐粲粒子相当于粲偶素谱的其他态。按J/ψ和ψ'的质量基准来看，这些其他粒子的预言质量取决于其夸克间力，需要强调的是，这种力无法从量子色动力学导出。因为要想从量子色动力学来计算这种力，首先需要解决夸克禁闭的问题，而目前对此还没办法。因此阿佩尔奎斯特和波利策在他们当初的工作中简单地选择用库仑力，即只考虑电子偶素的电子和正电子之间的电磁力。这一选择的优点是，粲偶素的量子力学波函数可以直接从原子物理教科书得到，因而可以直接进行数值预言。库仑力的缺点是，它不能像约束电子和正电子那样来约束夸克。因此理论家很快换用一种与夸克间距离无关的力，即所谓“线性势”。这种选择的好处是它意味着夸克禁闭：无论$q\bar{q}$对在空间有怎样的分离，都会有一种恒定的力将它们吸引到一块儿。[22]

线性势导致在ψ和ψ'之外存在更多的隐粲粒子。根据自旋相对取向和组分夸克的角动量，这些态有质量和J、P和C(自旋、宇称和电荷共轭)等量子数，如图9.6所示。与ψ和ψ'不同的是，新的隐粲态没有与光子态相同的量子数(1^{--})，因此它们在正负电子湮灭的截面分布上没有大的峰。相反，如图9.6箭头所示，ψ和ψ'通过发射单光子衰变到5个这类粒子(分别记为χ，η_c和η_c')。[23]于是实验者迅速着手查找作为存在这类粒子的光子信号。从1975年到1976年，人们从SPEAR和DORIS上发现了存在这5种隐粲粒子的证据，但报告的粒子质量和衰变率与理论预言的并不完全一致，特别是自旋为零的η_c和η_c'差异尤其明显。但能够正确预言存在这5种状态仍被视为粲偶素模型的一个胜利。[24]预言值与实验数据之间的这种差异被认为是重要结果而不是严重的问题，因为它带来的是进一步的工作而不是否定现有模型。面对这些差异，理论家使出了他们在原子物理学方面的所有解数：调适力，采用自旋-轨道耦合(只不过现在是用量子色动力学的微扰方法来计算)，相对论性修正等——相同的概念工具包在10年前构建组分夸克模型时就用过。

266

作为这种唯象方法卓有成效的结果，存在某些新的重夸克在1976年已成为新粒子广为接受的解释。不久我们就将看到为什么人们同意新粒子具有粲数这种属性。但在此之前，对粲偶素模型的建立还有两点需要挑明。首先，模型的易懂性(源自它与原子物理基本原理的联系)使得它对于实验者和理论家来说都颇具吸引力，这一点很重要。模型为制定新的实验战略提供了一种简单而令人信服的框架。很明显，至少在1975年第一次发现χ态之后，SPEAR和其他实验室的实验者都将实验研究内容调整到围绕粲偶素模型所预言的现象调查上来。下面要描述的对裸粲数的搜索即为一例。相反，如果实验者还是坚持围绕其他模型来制定其实验战略，那么世界各地的实验模式将



加权组合/20 MeV/c^2
$\pi^{\pm}K^{\mp}$
80
60
40
20
0
$K^{\pm}\pi^{\mp}\pi^{\pm}\pi^{\mp}$
400
300
200
100
0
1.6
1.8
2.0
2.2
不变质量 (GeV/c^2)

1976 年 6 月，报告存在 D^0 的文章提交发表。紧接着是第二篇关于类似质量下但衰变到 $K\pi\pi$ 的狭峰电性态 D^+ 的观察的文章。[35] D^0 和 D^+ 介子正好都具有所期望的裸粲态属性，它们的发现使得新粒子的性质已无可置疑。[36]到 1976 年 7 月第比利斯高能物理会议召开之时，粲数的存在已获得公认。[37]十一月革命的关键阶段就此告一段落。

这里值得一提的是最后的一个理论的发展。甚至在 SPEAR 关于发现 D 介子的论文提交发表之前，三位哈佛大学的理论家就已经详细分析了论文所报告的性质，为的是证明它确实是 GIM 粲数的表现。[38]这三位理论家是格拉肖、阿尔瓦罗·德鲁尤拉和霍华德·乔吉。他们论证道，D 的性质正是他们在 1975 年的论文里曾预言的那种性质，[39]尽管那篇论文所讨论问题的意义要比单纯的裸粲性质的预言更加广泛。在那篇论文里，他们将量子色动力学的微扰分析从重夸克系统(隐的或裸的粲数)扩展到对轻夸克系统和已有的强子谱的分析上。由此，他们设定了现存的组分夸克模型传统复兴的图景。我将在第 11 章里来讨论这种新的、完善了的组分夸克模型的发展，这里提到它是因为新的夸克谱本身就是对十一月革命的一个重要贡献。

9.5 新世界

新粒子的粲数解释为 20 世纪 70 年代整个新的规范理论传统提供了一种联系。在规范理论(尤其是粲偶素模型)的框架下，新粒子被视为最简单的强子复合体。实验和理论互相支持——理论提出实验能回答的问题，反过来实验数据(表观上)又为理论提供了进一步扩展的坚实基础。理论和实验之间(因 D 介子的发现和粲数概念的建立而变得尽善尽美)的这种联姻关系大大改变了高能物理的面貌，我将在后面章节里对这种改变予以详细说明。这种变化必然涉及理论和实验观点的同时更新，为叙述方便，让我们首先考虑理论方面的变化。

理论

我已经用两种类比的方式讨论了十一月革命后高能物理理论传统的演变。这两种类比，一种是粒子结构上的类比：从原子物理、核物理和固体物理等领域吸取知识，将强子看成是复合系统；另一种是理论建模上的类比：从比较量子电动力学的发展上来筑模描述弱相互作用和强相互作用的规范理论。十一月革命的最直接的结果是前一个类比地位的变化：强子不再被认为是“类”复合系统——从 1976 年起，它们就是夸克的组合。粲数的建立，特别是粲偶素模型的成功，已使夸克成为真实的粒子。隐粲态的存在及其性质就是这一事实的示范。这种示范的力量源自粲偶素模型的结构：在这个模型中，

粲夸克的角色正如同电子偶素原子中电子和正电子的角色，物理学家已习惯于将电子和正电子看成真实的实在。当然，严格来说，这个示范只可应用于粲夸克，而在当代理论语境中，粲夸克只是已有夸克的一种新的味，因此将这种示范当做是整个夸克的实在性的表现不免有夸大之嫌。[40]

至于规范理论，情况并不那么明确。夸克相互作用的两种规范理论——电弱理论和量子色动力学——仍处于争论中，而粲数对二者的含义是不同的。对于电弱理论，粲数的含义很简单：温伯格-萨拉姆模型 + GIM 模型可以适用于所有现代的实验数据。弱中性流发现后，粲强子曾是这一拼图明显缺少的部分，现在它已被发现。由此温伯格-萨拉姆 + GIM 模型成为标准模型，所有后续的实验都是针对这一模型的这种或那种预言开展的。[41]量子色动力学的情况较为复杂。由于禁闭问题没有解决，微扰型的量子色动力学让位于粲偶素模型，并且以务实的特设方式将后者延伸到一般的夸克谱。要知梨子的滋味，就得亲口尝一尝。量子色动力学在这方面的价值在 1976 年没有得到确立。因此，虽然到 1976 年电弱理论已经成为弱相互作用物理学的理论和实验研究的中心，但对量子色动力学和强相互作用物理则不能这么说。粲数虽是撬动世界的杠杆，但它本身还不足以确立新物理学的规范理论要素。

实验

在十一月革命期间，实验景观调整的力度非常大。首先，*R* 危机及其解决将正负电子对湮灭推到了物理学研究的前沿。在 *R* 危机开始前，正负电子对撞机实验已很少能给粒子物理学家带来惊喜，实验数据给主流传统的刺激不多。但从 1974 年 11 月 11 日到 70 年代末，这方面的数据却独具特色，信息丰富。[42]实验其他方面的发展都很简单。虽然正负电子对撞机在产生大质量、长寿命粒子的非常明确的信号方面表现出优势，但其他类型机器则在可产生的束能量、束流强度和不同的量子数等方面占有优势。在 1975 年后，设计来产生和调查粲粒子性质的实验方案成为高能物理实验的主流。用光子、中微子和强子束进行的实验很快拟就，这种情况一直持续到 70 年代末。[43]最后，借助于标准电弱模型，粲数得以确立，同时也证实了中微子实验在 70 年代标度无关性和中性流研究上的崇高地位。

因此，在 1974 ~ 1976 年间，人们重点关注的实验有三类：正负电子湮灭实验、中微子散射实验以及用轻子或强子束产生重粒子的一般性调查实验。受变革影响最小的实验传统是那种最富成效的机器上的实验——质子同步加速器(PS)上的高能强子散射实验。当然，这些实验室也进行粲数搜索方面的研究，但这些研究从现有设施的充分利用上考虑没有太多的意义。在强子散射实验领域，旧物理学传统仍在延续。只要这些实验传统还在，那就说明为

它们提供营养的旧的理论传统同样存在。但是到头来，旧物理学的实验传统还是很快步入衰退。对于量子色动力学而言，十一月革命既是一种展示，也进一步激励人们将这一理论阐述运用到诸如标度无关性、硬散射以及强子谱等其他方面。前者的应用有助于巩固 PS 上现有的硬散射实验方案。到 70 年代末，这些装置上的实验已经日趋成熟，且变得丰富多样，实验高能物理学已经在新物理学领域完全拥有了自己的位置。由量子色动力学推动的实验实践成为新物理学建立的最后一幕，这一幕我们将放到第 11 章里去阐述。

粲数与社会统一

在结束这一章之前，有一点仍需强调。新粒子的粲数解释取得成功与粲数在高能物理理论和实验的许多方面扮演主角并不是巧合。粲数解释维系着多方面的实践共生关系。在整个研究传统范围内，规范理论家、强子谱研究者和实验者可以彼此借鉴，并为今后的实践确立方向；并且在这种共生关系内，粲数解释本身也得到持续。到 1976 年，粲数已成为这一实践范围的中心，理论预言和实验数据之间的不协调总是被看成是重要结果而不是严重问题。例如，隐粲数的 η_c 和 η_c' 粒子开始时出现在错误的质量位置上，后来消失了，但这些并没有引起多少疑问，如果有的话，也只是认为超出了粲数的有效性。这种不一致现象被简单地看成需要在理论和实验上做进一步研究，其本身足以引起人们广泛的注意。新粒子的替代模型则不具备这种动态的默许，个中原因我已在其他地方进行了分析。这些模型既不能统一理论传统，也不能深入实验实践，而它们的经验性缺陷则被高能物理界看成是直接的反证。[44]

因此，粲数的胜利以及其竞争对手的退却从理论预言与实验数据之间的静态比较中是看不出来的。不管是在 1976 年之前还是之后，没有哪一点可以证明粲数是正确的，它的竞争对手错了。粲数成功的关键在于对高能物理实践在社会和概念上的统一。这种统一是在十一月革命当中取得的。而且，正如我们在后面章节将会看到的，在规范理论的共同语境中逐步实现社会性统一，对于新物理学的建立来说完全是内在的过程。

273

注释和参考文献

1. 这里讨论的发展的详细分析和证据，见 Pickering(1978，1981c)。通俗解释见 Drell(1975)，Glashow(1975)和 Schwitters(1977)。从各种角度给出的专业性综述，见 Goldhaber(1977)，Feldman and Perl(1977)，Appelquist，Barnett and Lane(1978)，Sucher(1978)和 Goldhaber and Wiss(1980)。
2. Ellis，访谈。

3. 对于 CEA 的数据，见 Strauch(1974)。对于当代理论上的回应，见 Bjorken(1974)。
4. Richter(1974，41，Fig. 4)。
5. Ellis(1974，20，30)。
6. Aubert et al. (1974)。
7. Augustin et al. (1974)。受这一发现的警示，ADONE 的实验者很快就从正负电子湮灭实验中确认了对 J/ψ 的观察。见 Bacci et al. (1974)。(这与 ADONE 可运行的 3.1 GeV 的最大设计能量有关。正因此下述的 ψ′在 ADONE 上就不可能存在)。在 DORIS 的第一次物理运行上也观察到存在 J/ψ，见 Braunschweig et al. (1974)。
8. 关于布鲁克海文实验观察到的事例以及实验本身的详细描述和文献记录，见丁的诺贝尔演讲，Ting(1977)。又见 Ting(1976)。
9. 同时宣布不是一种巧合。1974 年 11 月 11 日，丁出席在 SLAC 召开的 SLAC 项目咨询委员会会议，这个问题一下子激化了(见 Ting 1976，127，Goldhaber 1976，140 和 Richter 1976a，147)。应当指出，在高能物理界，有部分学者认为，布鲁克海文态实验室的发现与斯坦福线性加速器中心的发现之间并不真正独立。当然，MIT 小组手上有证据表明他们测得的存在 J/ψ 的数据明显早于 SPEAR 小组的数据，因此有怀疑后者对前者的结果是事先知道的。这种怀疑在 MIT 的丁和多伊奇写给《科学》的信中(Ting and Deutsch 1975)以及 SLAC 主管帕诺夫斯基对这种质疑的含糊其辞的反驳中(Panofsky 1975)都可以看出来。但要拿出证据来证明这种疑虑的真伪似乎不可能。
10. Schwitters(1975，12，Fig. 8)。
11. ψ 的发现可以看做通过实验技术“微调”取得可信的现象的一个实例(见第 1 章)。根据 SPEAR 项目劳伦斯伯克利实验室小组负责人热尔松·戈尔达贝(Goldhaber 1976)的描述，导致 J/ψ 粒子发现的这一过程始于 1974 年年初，当时人们在 3.2 GeV 处测得异常高的截面(比邻近能量位置测得的截面值高出 30%)，可似乎并没感觉这很重要。但到了 1974 年 10 月中旬，对测量数据的进一步分析揭示了在 3.1 GeV 存在另一个反常事例。于是在 3.1 GeV 位置专门进行了 8 轮实验：其中 6 轮的结果显示正常截面，有 2 轮显示出高得多的截面(高出 3 倍和 5 倍)。此时，“我们想到的一个明显而简单的原因是探测器出了什么问题”(Goldhaber 1976，135)。然而，当对异常数据进行更仔细的审查后，发现 K 介子产生存在过量。“这是(压弯骆驼的)最后一根稻草：截面的增大和奇异粒子产生的增多，这正是主张粲数的理论家曾预言过的”(见下文第 4 节有关粲数和奇异粒子之间的关系)。虽然 K 介子产额的增加“部分归咎于误判，部分是出于统计涨落”(Goldhaber 1976，136)，但这已足以让戈尔达贝有信心建议在3.1 GeV 附近进行更多的测量。1974 年夏天，SPEAR 关闭了 3 个月，以便转换到进行 5～9 MeV 能量范围(SPEAR Ⅱ)的运行。但由于某些困难，实验再次被安排到较低能量范围进行。1974 年 11 月 9 日，在 3.1 GeV 附近的数据采集再一次开始。束能得到非常精确的监测，实验者获得了如图 9.3 的曲线。这次他们将数据曲线看成是真实现象的表现了，并将对探测器性能的疑虑彻底打消。他们没有去证明探测器的好坏，因为它已经产生了可信的证据。 274
12. Abrams et al. (1974)。在丁的实验里没有观察到存在 ψ′的证据。
13. Schwitters(1975，12，Fig. 8)。

14. 有利于 J/ψ 强子性质的早期证据来自费米实验室的观察，见 Knapp et al.(1975)。

15. Gaillard，Lee and Rosner(1975)。亦见 Glashow(1974)。

16. Gaillard，Lee and Rosner(1975，300)。这一评论是他们已发表论文的补遗中的一部分。

17. Appelquist and Politzer(1975)。

18. 关于哈佛大学的这个模型早期发展的关键点，见 De Rujula and Glashow(1975)和 Appelquist，De Riijula，Politzer and Glashow(1975)。许多小组沿类似路径发展了该模型。其中，康奈尔大学小组的工作最有影响力，见 Eichten，Gottfried，Kinoshita，Kogut，Lane，and Van(1975)。在 1975 年里，Appelquist and Politzer(1975)被高能物理学界引用 108 次。De Rujula and Glashow(1975)被引 92 次，Gaillard，Lee and Rosner(1975)被引用 105 次。我感谢爱德华·纳德尔提供了这些数字和下面注 42 所引用的数字，关于粲数的文献互引的详细分析目前正在进行。

19. Deutsch(1951)。

20. 不可能湮灭到单胶子，因为胶子被认为是带色的，而隐粲数强子是无色的。是湮灭到两个还是三个胶子，这要看隐粲态的量子数。

275

21. Appelquist，De Rujula，Politzer and Glashow(1975，365，Fig. 1)。为论述方便，这里加上了 ψ，ψ′，χ，η_c 和 η_c'等各态的标签。

22. 这是相对于库仑力而言的。带电粒子对的库仑力与两电荷的分离距离的平方成反比。恒定夸克间力的选取得到理论上的支持。南部在 1969 年提出，强子有一维弦结构，夸克位于这个弦的两端。在这一思想的发展过程中，南部吸取了固体物理方面的知识。在固体物理学里，磁通量被认为束缚于超导体中类弦的顶点上(磁通量管内——译注)。来自哥本哈根的尼尔森(H. B Nielsen)和奥利森(P. Oleson)和其他人则将这个类比在规范理论的语境下做了扩展。它还表明，双共振模型(S 矩阵模型的扩展)可改造成弦的场论。在所有这些理论中，弦的能量正比于弦长，这样我们立即可得到恒定的夸克间力。(有关这一工作的综述见 Rebbi 1974)。弦论工作传统使得威尔逊的晶格点展开方法运用到量子色动力学变得可信，而这本身又产生夸克规范理论的类弦结构(即色力纤维——译注)(见第 7 章，注 50)。

23. E_1 和 M_1 是指不同类型的电磁跃迁，前者指“电偶极型”跃迁，后者指“磁偶极”跃迁。注意，要获得具有量子数 1^{+-}的单光子态，需要发射两个光子。这种跃迁实验上是观察不到的，因此我在此予以忽略。

24. 例如，见 DORIS 实验者 B. Wiik(1976)于 1976 年 7 月向第比利斯大会作的全体会议报告。第比利斯大会是伦敦大会后的罗切斯特会议系列的第二届。Wiik 的综述里有与实验有关的全部参考文献。

25. 比较来看，这一点是最好的(更详细的描述见 Pickering 1978，1981c)。在新粒子出现的初期，有两种理论模型被认为最有前途：粲数模型和“色”模型。色模型声称，ψ 系数子与普通强子不同，它们是带色的粒子——是色量子数的激发态，而不是一种新的夸克味的表现。色模型的一项预言是，应当存在 ψ 的带电的伙伴(ρ 的有色版)，而在粲偶素模型里，只有电中性的 ψ 系粒子是可能的。从实验上说，带电的 $\psi^{\pm}$ 系粒子预计可以通过 ψ′的单 π 介子衰变被检测出：$\psi' \to \pi^{\mp}\psi^{\pm}$。1975 年，人们对 DORIS 的数据进行分析后得出结论：即使存在这样的衰变道，发生 ψ′衰变的概率也不到 5%（Wiik

1975，76）。此后，搜寻带电 ψ 系粒子的工作没再持续。与之形成强烈对比的是最终导致对 χ 和 η_c 态进行观察的实验方案。DORIS 在 1975 年 7 月首次报告了这种态。截至 1975 年 8 月，DORIS 对其已三度报告。这足以鼓励比约肯将粲数和粲偶素模型描述成"实验者将会自然地用来解释他们的数据的参考标准"（Bjorken 1975，991）。 276

比起搜寻带电 ψ 系粒子的工作，SPEAR 对 D 介子的搜寻（见下文）更值得称道。寻找存在 D 介子的证据曾遭遇一连串的失败，但这些失败没有被当做粲数预言不对的证据，而是进一步激励实验者去做更详细的调查。说如果实验者像追求粲数那样坚韧地致力于色的搜寻，那将会有什么结果呢，这种设问没有意义。（关于色模型的专业文献，见 Greenberg and Nelson 1977）。

26. 在 SPEAR 上进行的确立 η_c 和 η_c' 不在它们原先认定的质量位置的实验称为"晶体球"实验。这里晶体球是指巨大的碘化钠光子探测器阵列。它的建造是在 1974 年提出的，但直到 1975 年才获得批准。当时，晶体球合作项目的发言人埃利奥特·布卢姆（Elliott Bloom）"指出，这套设备对于搜寻粲偶素模型预言的锐 γ（光子）线将是非常有用的"（布卢姆：私人通信）。他的观点被接受，经过 4 年的艰苦工作（花费 400 万美元）后，终于在几个高能物理会议上公布了第一批结果（例如，见 Kiesling 1979）。这些结果证实了先前公布的 3 个 χ 态，但没有发现存在 2 个 η_c 的迹象。尽管事实如此，但这并没有使高能物理理论家们沮丧。对粲偶素模型进行的一系列复杂分析越来越清楚地表明，很难将模型调整到与所报告的 η_c 和 η_c' 的属性相协调（见 Shifman et al. 1978 和 Novikov et al. 1978）。因此，它们的失踪"使得受到挫折的理论家得到些许安慰"（Davier 1979，200）。但理论家仍相信 η_cs 是存在的，可能比原先的候选者更接近预期的质量。晶体球实验者主动承担起寻找这两种粒子的任务：

由于该模型的众所周知的困难，X(2820) 和 chi(3455) 的失踪当然是简单粲偶素模型的支持者所欢迎的……寻找 J/ψ 和 ψ′的理论上必需的赝标量伙伴仍然是实验者的任务。如果模型对 J/ψ 到 η_c 和 ψ′到 η_c' 的辐射衰变所作的预言是基本正确的，而且 J/ψ-η_c 与 ψ′-η_c' 之间的能级劈裂不小于 30 MeV……那么在晶体球实验中就有机会发现这些态（Kiesling 1979，302）。

到 1979 年夏天，晶体球数据显露出存在 η_c 的新的候选者的迹象：它处在 2980 MeV 质量位置——比原先候选的要重 160 MeV，这个质量基本接近粲偶素模型所预期的值（Kiesling 1979，302）。

27. 即使是在强相互作用受到超级茨威格法则禁戒的情况下，这种情形仍然存在。

28. 由于通常中微子实验被看做是弱相互作用的一种特别清晰的信息源，因此布鲁克海文实验室、欧洲核子研究中心和费米实验室在 1975 年和 1976 年期间均发表过一些暗示性报告：Benvenuti et al.（1975 a，b，c，d），Cazzoli et al.（1975），Deden et al.（1975b），Barish et al.（1976），Blietschau et al.（1976），Burhop et al.（1976）和 von Krogh et al.（1976）等。所有这些报告均可视为有利于粲数存在的证据，但没有一种是完全令人信服的。这些报告可以分为两类：一类是泡室记录的少数事例（或核乳胶记录的事例：Burhop et al. 1976）。这些事例可从观察到的径迹来重建，因此可将粲强子与预期的质量和弱衰 277

变途径联系起来。第一个这类成员来自布鲁克海文的中微子曝光实验(Cazzoli et al. 1975)。虽然每个事例仅具暗示性作用，但它们的联合统计意义不大。

第二类事例较充裕，但它们对粲数的解释是间接的。这类事例的最早成员是费米实验室 HPWF 电子中微子实验中观察到的“二 μ 子”事例(Benvenuti et al. 1975)。这些事例产生两个 μ 子(电荷相反)：其中一个 μ 子可归因于电性流相互作用中入射中微子的转换，另一个则归因于粲强子的弱衰变。在 1974 年的伦敦会议上有两个这种事例的报告(Rubbia 1974)，到 1975 年 11 月(HPWF 仪器拆换更新)，这类事例已搜集到 73 例。不幸的是，我们既无法通过 HPWF 的数据来计算衰变强子的质量，也不能将二 μ 子肯定地归因于粲数。关于二 μ 子发现的通俗描述，见 Cline，Mann and Rubbia(1976)。

在将早期中微子数据与粲数联系起来方面，物理学家遇到的最大困难是这种因果关系与正负电子对撞实验中看不见裸粲相冲突。1976 年年中，这一冲突得到解决(见下述)。从此中微子实验成为粲数真实信息的重要来源。光生实验也具有类似经历。最早进行这类观察的是费米实验室对粲反质子的观察(Knapp et al. 1976)。关于截至 1977 年 2 月的众多各类粲数搜寻实验(大多数都最不成功)，见 Particle Data Group(1977)。

29. Boyarski et al. (1975)。
30. 摘自《新科学家》(1976a，440)。这篇文章是一篇关于 1976 年 2 月在卢瑟福实验室举行的高能物理会议的报告，会上公布了上面提到的不成功的搜索。
31. 通过正负电子湮灭产生粲数的关键信号是产生的 K 介子的比例有明显提高。对 SPEAR 早期数据的分析没有显示出任何这种提高。对于在麦迪逊见着格拉肖之后的措施，戈尔达贝作了如下陈述(源自访谈记录)：

> **我放下正在做的工作，决定寻找粲粒子，或找出它们为什么不存在的原因……我埋头苦干了三天，发现了粲介子。数据都在那里，就看你知不知道如何去读。我的主要突破是我不那么胆怯。人们习惯于这样的假设：我们不知道这东西是不是 K，所以最好是在绝对有把握的情况下再把它叫做 K。但世上没有绝对的可信，统计数字是死的，人是活的。我决定把可接受的范围放宽一点，将那些有可能是 K 但没有绝对把握(通过飞行时间识别)证明它们是 K 的事例都拿过来。正是这一放宽使得我找到了粲介子。**

278

证据在手，戈尔达贝打电话给格拉肖，后者又将这一发现写成文章投给了《纽约时报》，这下全世界都知道了这一消息。最终用来区分 SPEAR 数据里 π 介子和 K 介子的详细过程，见 Goldhaber，Pierre et al. (1976)。这里很清楚，能够作为鉴别判据的最终标准是产生可信的现象：粲介子的存在。我们说实验程序相对于理论概念对现象的描述具有稳定性，这段插曲是又一个例子。(就此而言，K 介子在 SPEAR 的 J/ψ 发现过程中的误认也很有趣，见上文注 11)。

32. 见 Goldhaber and Pierre(1976)。
33. Goldhaber，Pierre et al. [1976，256，Figs 1(e)and(f)]。
34. Goldhaber，Pierre et al. (1976，258～259)。
35. Peruzzi el al. (1976)。

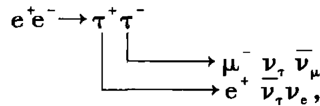
36. 对粲数的进一步支持来自如下观察：D 介子似乎产生于与 2010 MeV 重粒子 D^* 有关的正负电子湮灭：$e^+e^- \to \gamma \to D\bar{D}^*$（或$\bar{D}D^*$）。后来观察到，$D^*$ 粒子放出 π 衰变到 D 介子：$D^{*+} \to D^0\pi^+$（Feldman et al. 1977），且 D 和 D^* 的自旋很可能分别为 0 和 1（Nguyen et al. 1977）。粲数模型预言过这种模式，其中 D^* 被看成 D（自旋为 0）的激发态 $c\bar{q}$（自旋为 1）（见 De Rújula，Georgi and Glashow 1976）。

    D 和 D^* 的存在及其裸粲数解释一旦确立，那么 R 在 4 ~ 5 GeV 能量区间复杂的隆起结构（图 9.4）就变得很容易理解了。这个隆起是由于高于粲数阈值后出现类 ψ 态的缘故：质量足够大的隐粲态可以衰变成一对裸粲介子，如 $\psi'' \to D\bar{D}$ 等。这种衰变不涉及组分夸克 $c\bar{c}$ 的湮灭，因此它们不受茨威格法则的禁戒，故如所观察到的那样，其相应的 R 峰相对较宽。
37. 例如，见 Wiik（1976）和 De Rújula（1976）给出的第比利斯全会报告。
38. De Rújula，Georgi and Glashow（1976）。
39. De Rújula，Georgi and Glashow（1975）。
40. 1976 年以后，在粒子物理学家给出的专业性和通俗性描述里，夸克地位的变化以及新粒子在确立其自身实在性的重要意义方面都是显而易见的。例如，见 Drell（1977，1978）. Ne'eman（1978）和 Weisskopt（1978）。人们经常拿强相互作用物理里的“氢原子”来比喻新粒子在十一月革命中所发挥的关键作用。实际上，这种比喻具有双关的意义：一方面，通过明确的构建，粲偶素模型确实是强相互作用物理下的氢（或电子偶素）原子模型；另一方面，人们至少是希望新粒子的性质适于用量子色动力学的微扰方法来精确计算，由此可证明量子色动力学的准确性，就像氢原子的性质能够证明量子电动力学的正确性一样。这种推理的例子，见 Eichten et al.（1975，371）。五年后，本篇论文的作者之一重新独自探讨这个问题：“它们是强相互作用物理里的氢原子吗？”并得出结论“我们发现不只是一种，而是强子谱两种氢原子！”（Gottfried 1981，148）。这两种氢原子都是隐粲态，命名为“尤普西隆（Υ）”（见第 10 章）。 279
41. 关于新粒子对弱相互作用研究的早期影响的定量分析，见 Sullivan，Koester，White and Kern（1980）and Koester，Sullivan and White（1982）。
42. 从高能物理文献的分析中，欧文和马丁得出结论（Irvine and Martin 1983，22 ~ 23），1973 ~ 1976 年，有 8 篇实验类文章在一年内被引用超过 100 次，其中以 SPEAR 实验为源头的不少于 5 篇。这些文章是：有关 ψ 发现的（1975 年引用 316 次）；有关 ψ' 发现的（1975 年引用 227 次）；有关粲介子 D 和 D^* 发现的（见前注 36）；有关重轻子 τ 发现的，见下章的讨论。其他三篇高引用率实验论文里，有两篇分别是报告布鲁克海文实验室发现 J 粒子和 ADONE 上确认 J/ψ，一篇是关于在 CERN 的 ISR 的能量范围质子-质子总散射截面随能量升高而增大的报告，这个结果对于雷吉传统下工作的研究者来说具有重大意义。
43. 最早的光生实验见前注 14 和 28；中微子实验见前注 28。最早的有关强子束的实验当然是布鲁克海文实验室的发现实验。对这些实验项目增长的定量分析，见第 12 章。
44. 见皮克林关于色模型的讨论（Pickering 1981c）。

大的幅度也可有另一种解释，而且正是后者占了上风。

这种替代模型认为，R 的过大至少部分原因不在于需要更多的夸克，而是需要产生新的重轻子。1974 年，人们只知道有 4 种轻子存在：两个带电轻子 e^- 和 μ^- 以及它们的电中性无质量伴子 ν_e 和 ν_μ。但理论上没有理由相信这些是唯一存在的轻子，实验者也认为有可能存在更多的轻子。为了解释为什么先前这种粒子没有观察到，唯一的理由就是这些粒子要比电子和 μ 子重得多。如果我们假定这种带电的重轻子有类似于电子和 μ 子的性质，那么它们就可能在 e^+e^- 湮灭时成对产生，就像电子和 μ 子本身的情形一样。

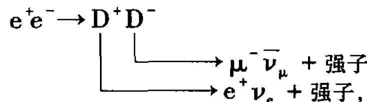
1974 年，这个新的带电重轻子的质量下限由 ADONE 正负电子对撞机上的实验确定为 1 GeV。SPEAR 开辟了新的能量范围，那里的实验组的领导者之一马丁 · 佩尔(Martin Perl)决定进行重轻子研究。[2]佩尔曾在 SLAC 的数据中寻找重轻子的证据，现在他打算以同样的方法处理 SPEAR 上的数据。[3]很明显，如果质量大于 1 GeV 的重轻子在 SPEAR 上产生，它们很可能在到达探测器之前就已衰变，因此它们的存在只能从衰变产物中推断出来。佩尔观察是否存在"μe 事例"的特征信号。这些是仅能测得两个粒子——电子和带相反电荷的 μ 子——的事例。如果重轻子 τ 能够成对产生，那么这样的事例会以下列方式出现：



逃逸的中微子是探测不到的。

到 1974 年年底，佩尔发现了约 20 例 μe 事例。他回忆道，在使 SPEAR 合作团队其他成员相信这个实验的意义上他有过一些困难，但还是在 1975 年发表了一篇论文。[4]佩尔遇到的困难首先是要说服他的同事和后来来自高能物理界的同行，让他们相信从 μe 事例可能的替代源导出的结果。特别是还可能存在这样一种情况，这些事例如果纯粹从粲数考虑，可以是 D 介子成对产生的表现。一个可能的过程是

282



这里强子(以及中微子)因这样或那样的原因没有探测到。作为"接近事实的数据"，佩尔认为，重轻子的解释是"自然的"，而 D 介子的解释是"很做作"。[5]但对于另一些人来说，特别是对急于从 SPEAR 上寻找存在裸粲证据的夸夸其谈的规范理论家来说，问题似乎不是那么明确。

1976 年，佩尔小组就他们的发现报告了更多的数据，但正如 DESY 的物

理学家比约恩·维克(Bjorn Wiik)在第比利斯会议上报告的那样，几个小组一直在 DORIS 上寻找存在 τ 子的证据，但没有成功。[6]这是重轻子命运的最低点，幸运的是佩尔的士气很快开始振奋。1976 年，采用更好的 μ 子探测器后，他们在 SPEAR 上发现了大量 μ-强子事例，而这些事例很容易用重轻子来解释。1977 年，DORIS 上首次得到了 μe 和 μ-强子事例的正面结果，1978 年，先是 DORIS，后是 SPEAR，分别报告了 e-强子事例。[7]所有这些实验结果都与产生的重轻子有约 1780 MeV 的质量相一致。因此，到 1978 年，即佩尔最初宣布他的发现的 3 年后，存在 τ 子被普遍接受。①

τ 子的确立最终消除了 R 危机的残余。τ 子对的产生为 R 的测量值贡献了 1，现在只剩下如何用夸克产生来解释 R 的值为什么在 4 附近。4 种味和 3 种色可以解释 $3\frac{1}{2}$的渐近值——不管怎样，4 算是从大的方向接近这个值了——理论家不再倾向于争论这点偏差。现在回头来看，τ 子的出现犹如同样能量范围的 D 介子，开始时被看成阻碍它们被确认的复杂因素。[8]然而，τ 子在解决一个问题的同时又产生了另一个问题：刚建立起来的四夸克与四轻子之间的对称性又要再次被打破。τ 子及其相伴的中微子 ν_τ 使得轻子的总数达到 6 个(当时 τ 中微子的存在并没有得到实验上确认，但大家采取反证逻辑视其存在为当然)，因此，寻找两种新的夸克味又成为努力的目标，好在至少实验上不久就找到了一种。

283

尤普西隆(Υ)和 b 夸克

如果还有两种夸克味迄今未被发现，我们可以合理地假设原因在于夸克本身，或者说，是因为含有这些夸克的强子都非常重。能够找到这些味的地方，人们首先想到的就是正负电子湮没，粲数就是首先在这种地方清楚现身的。而且实际上，实验者是在与 τ 子发现基本无关的情况下着手在 SPEAR 和 DORIS 上进行这种探索。他们在能达到的能量范围没有发现更多的窄峰，也没有发现 R 值的上移。因此可以判断，要想得到存在新的夸克味的证据，如果这种证据存在的话，就必须到比 SPEAR 和 DORIS 能够提供的能量更高的能量范围上去寻找。这种能量只有在质子加速器上才能获得。人们记得，J/ψ 是在布鲁克海文 AGS 和 SPEAR 的正负电子湮灭实验中被发现的。布鲁克海文的质子束的最大能量是 31 GeV，没有希望能找到含极大质量的新的味，但费米实验室的 500 GeV 的质子束可能还行，足以产生新的重质量态。

着手利用费米实验室所提供的机会的是哥伦比亚大学、纽约州立大学石

① 1995 年，佩尔因发现 τ 子荣获该年度诺贝尔物理学奖，获全部奖金的一半。——译注

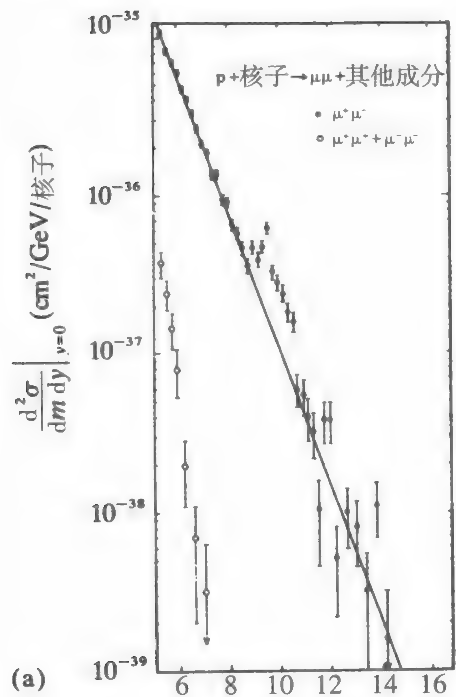
溪分校和费米实验室合作小组，由哥伦比亚大学的莱昂·莱德曼(Leon Lederman)领导。我们在第5.5节曾谈到过他，那里谈到他于1968年在布鲁克海文的AGS上进行$\mu^+\mu^-$对产生的探测实验。在那次实验中，观察到μ子产生的截面随轻子对的质量平滑地下降，只是在3～5 GeV之间有一个宽的凸起或“肩”。截面随轻子对质量平滑下降可以用部分子模型(德雷尔-颜模型)来解释，但这个凸起一直很神秘。莱德曼的费米实验室实验的最初目的就是要通过轻子对的观察对这个凸起做进一步研究，但这一目标在发现J/ψ之后重新做了调整。丁的1974年的布鲁克海文实验与莱德曼的1968年的实验非常相似(区别只在于前者检测的是e^+e^-对，后者用的是$\mu^+\mu^-$对)，因此由丁的J粒子观察可以得到的一个明显的推论是，1968年的数据无疑就是用(相对)粗糙仪器的畸变透镜看到的J粒子。对此，莱德曼后来写道：

284

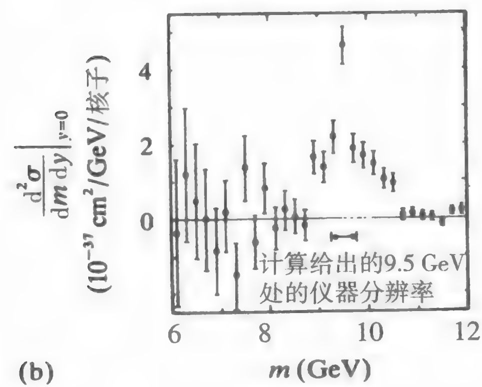
> **现在，肩的神秘面纱已经被剥去。我们决定用新的费米加速器来寻找质量范围在5 GeV以上的未探知共振态。1975年和1976年我们观察到数百个三轻子对事例……这次我们可以通过检查透镜使我们在1968年未能探知的J/ψ粒子共振峰位置偏离多少来监测仪器的畸变效应。我们有多年的μ子对探测经验，而且探测器技术的发展也使我们可以善加利用这一技术进步的成果。**[9]

1976年初，费米实验室数据的初步分析结果提交出版。[10]观察到的27个正负电子对的有效质量在5.5 GeV和10.0 GeV之间，其中有12个对聚集在5.8～6.2 GeV之间。遵循丁的先例，实验者初步确定，这个聚集点可视为存在一个新的、质量大约6 GeV的长寿命粒子的证据，并建议将它命名为“尤普西隆(Υ)”。1977年，仪器有了改进，更多的数据被采集到。但现在6 GeV附近的聚集点消失了，代之以$\mu^+\mu^-$截面在约9.5 GeV处的一个新的峰。实验者又将这个峰归因于一个长寿命重粒子的产生，并再次建议将其命名为“尤普西隆”。1977年7月1日作者提交发表的文章对这一发现是这么解释的：图10.1再现了这一发现所基于的数据。[11]

9.5 GeV的尤普西隆报告是根据对这种能量下的轻子对的观察结果要比其前辈命运多舛的6 GeV的轻子对观察结果多得多(9000例对27例)，因此被广泛认为是结论性的。描述这一发现的文章并没有意图给出尤普西隆的理论解释，但高能物理界毫不犹豫地表明了这是一种当然的解释。正如美国物理研究所于1977年8月5日星期五发的新闻稿的标题所明示的那样：“据信是存在第五夸克的证据的粒子的发现。”新闻稿援引莱德曼的话解释说：“作为过去几年里粒子发现的一个结果，在目前的夸克理论的语境下，科学界普遍认



p+核子→μμ+其他成分
μ⁺μ⁻
μ⁺μ⁺+μ⁻μ⁻
(cm²/GeV/核子)
10⁻³⁵
10⁻³⁶
10⁻³⁷
10⁻³⁸
10⁻³⁹
(a)
6
8
10
12
14
16



(10⁻³⁷ cm²/GeV/核子)
4
2
0
计算给出的9.5 GeV
处的仪器分辨率
6
8
10
12
(b)
m (GeV)

的共同反应。”

总之，尤普西隆的发现既没有引起理论界的强烈反应，也没有带来众说纷纭的理论猜测，这与三年前发现 J/ψ 时的情形很不一样。发现普赛(ψ)的一连串经历已经让高能物理学界对新族大质量强子的发现见惯不惊了。从 11 月革命的创伤那里，人们掌握了如何处理普赛的技术，这些技术很容易被整个地移植到对尤普西隆的性质的解释和分析上。尤普西隆被假定是一种携带新的味的新的重夸克的复合体 $q\bar{q}$。这是对描述隐粲数 ψ 系粒子的粲偶素模型的直接外推，理论家们立即在此基础上开始对尤普西隆的属性进行详细计算。[12] 从粲偶素风格的分析得出的一个结论是，尤普西隆不是 1 个而是几个(类似于 ψ 和 ψ′)。支持这一观点的证据很快就从莱德曼的费米实验中得到。[13]通过采集更多的数据以提高测量精度，并利用计算机模拟来补偿仪器的偏差，莱德曼小组推断，在产生尤普西隆的能区附近至少有三种不同的粒子，每种的特征宽度均小于 100 MeV。类似于 J/ψ 的情形，尤普西隆本身被确认为有 9.4 GeV 的质量，另两个较窄的峰，相当于 ψ′，发现其质量分别约为10.0 GeV(**Υ′**)和 10.4 GeV(**Υ″**)。

费米实验室的数据还有助于澄清新夸克的量子数。正如我们看到的，在 1977 年，τ 轻子的证据越来越多，这使得理论家倾向于认为存在两种新夸克。分配给这两种新夸克的最流行的量子数分别称为 t 和 b[可看做是“顶(top)”和“底(bottom)”的首字母，也可理解为“真理(truth)”和“美(beauty)”的首字母]。发现尤普西隆后争论最多的问题是，它到底是 $t\bar{t}$ 态还是 $b\bar{b}$ 态，夸克 t 和 b 分别被赋予不同的电荷，+2/3 和 −1/3，不同的复合体将导致不同的电磁衰变率的预言。在 **Υ**、**Υ′**和 **Υ″** 峰值处产生的 μ 子的相对幅度使人们倾向于接受夸克 b 假设而非夸克 t 假设。因为人们已发现，隐 t 态尤普西隆比隐 b 态尤普西隆有更大的质量。

尤普西隆和正负电子湮灭

费米实验室的莱德曼小组曾声称应颁发尤普西隆发现奖，但十一月革命让物理学家认识到，就粲偶素形态的研究而言，正负电子对撞机是比质子同步加速器更适合的理想工具。由于尤普西隆衰变成轻子对，因此人们认为 **Υ** 像 ψ 一样有光子态的量子数，因此它们应能够直接从正负电子湮灭中产生，而与质子碰撞实验的强子背景无关。1977 年，世界上能量最高的正负电子对撞机是 SPEAR 和 DORIS，但二者都没有设计来进行在能产生尤普西隆的足够高能量下运行。SPEAR 当局认为，将他们的机器的能量抬高到尤普西隆能区是不切实际的，但在 DESY 当局决定将 DORIS 调整到超出其设计能量范围的新能区运行。[14] 1978 年，DORIS 报告看到了 **Υ** 和 **Υ′**。[15] DORIS 上的测量给出了 Υ 和 Υ′ 质量的精确值，并确认其寿命符合隐 b 态的解释。不仅如此，虽然在

需要的能量会大于 PETAR 和 PEP 可用的能量。这既可信但也令人失望。用于分析 t 夸克系统的概念机制已经成熟，只是仍被束之高阁，[19]好像在那里等着新一代加速器和对撞机的建造。在此期间，大多数理论家对 t 夸克采取的是默认的方式。因此到20 世纪 70 年代末，高能物理界的标准本体论框架是 6 种轻子加 6 种夸克：e，ν_e，μ，ν_μ，τ，ν_τ和 u，d，s，c，b，t。[20]

新标准模型

与普赛的影响相比，τ 和 Υ 的发现在高能物理界引起的兴奋要小得多。从十一月革命已经可以看出整个高能物理学界从旧物理学向新物理学的决定性转变，新物理学领域的发现只是加强了这种转变。在革命后的背景下新的夸克和轻子可以例行公事地得到安置。τ 和 Υ 的发现标志着实验领域一种不同以往的新的实践——这不仅主要表现在正负电子对撞机上（对尤普西隆是这样），而且也表现在高能量的质子同步加速器（费米实验室的 PS 以及后来 CERN 的超级质子同步加速器 SPS）和 CERN 的交叉储存环 ISR 上。[21]但从这些实验新领域得到的数据只是加强了十一月革命建立起来的理论模式，而不是使理论家的研究重定向。 289

至于强相互作用，量子色动力学（QCD）还是味盲的，新的轻子或夸克味至多算是处在理论发展的边缘。尤普西隆粒子谱的实验支持受 QCD 启发的粲偶素模型的扩展，但 QCD 发展的主要路径在别的地方（见第 11 章）。对于电弱相互作用，6 夸克和 6 轻子的本体论图像很容易被同化为标准温伯格-萨拉姆模型的 SU(2) ×S(1)结构，要做的只是将两族新的基本粒子（ν_τ，τ^-）和（t，b）纳入到图 8.1 现有的粒子族里。因此，新的夸克和轻子只需顺应粲数研究所开创的潮流，其本身的影响相对较小。哈佛大学理论家西德尼·科尔曼在 1979 年总结这段历史过程时这样写道："严格来说，目前的理论是对 1971 年的（温伯格-萨拉姆 + GIM）理论的推广，它包含了另外的实体，扩展了粲粒子。这种推广只是对理论进行了稍加修改，如果新的实验需要理论做进一步扩展，我不认为会有什么人会为此感到不安。"[22]

然而，理论上的一些新迹象确实已开始显露。这些新迹象基于新标准模型的扩展了的本体论，这里我将讨论那种与唯象理论有最直接关系的概念。[23]b 夸克的发现和 t 夸克的预设将粒子物理学家的注意力引向 1973 年两位日本理论家，小林诚（M. Kobayashi）和益川敏英（K. Maskawa），①发表的文章。[24]两位作者研究的是弱相互作用中的 CP 破坏现象（见 3.3 节），认为解决这个问题最容易的途径是将夸克味由 4 种扩展为 6 种来重置电弱理论。小林和益川指出，

---

① 两人因这一工作与南部阳一郎一起荣获了 2008 年度诺贝尔物理学奖。这一获奖工作与对南部等人提出的对称性自发破缺机制的解释有关，见第 6 章相关译注。——译注

新正统的基础，这一点我们在后面再予以详细讨论。然而，到1979年，高能物理界对温伯格-萨拉姆模型的有效性已形成广泛共识，并且在这一年，温伯格、萨拉姆和格拉肖因他们在电弱统一理论方面的原创性工作而共同荣获了诺贝尔物理奖。

在诺贝尔奖颁奖典礼上，西德尼·科尔曼总结了贯穿于20世纪70年代的电弱物理学的发展：

> **1973年，CERN和费米实验室的实验检测中性流事例……不管是其形式还是幅度都与理论有着很好的一致性。其后的5年则是一个既让人兴奋又令人失望，充斥着喧闹和骚动的混乱时期。实验确认了理论；实验否认了理论。理论上为产生一种与新的实验结果相一致的怪诞变异版本付出了巨大努力。一旦新的实验被证明有误，于是这些变体又都被毙了。然而在过去的几年里，实验情形似乎在与原初的1971年版理论的一致性方面渐趋稳定。因此温伯格-萨拉姆模型成为目前弱相互作用的标准理论。**[26]

我们没必要对涉及标准模型的每一项后粲数实验都进行讨论。相反，我会先检讨整体实验情况，因为在1979年整体上是平静的，然后讨论更重要的、被一路扑杀的各种科尔曼变体。

CERN的中微子实验者迪达克(F. Dydak)在1979年6月27日至7月4日于CERN举行的欧洲物理学会会议上对中性流的实验数据曾给出一个权威性的综述报告。当时已经有用于实验数据与统一模型进行比较的标准格式。用一般的与模型无关的话来说，中微子-电子、中微子-强子和电子-强子散射过程中的中性流效应可以用10个唯象参数来表示，而在标准模型里，只有一个自由参数：$\sin^2\theta_w$，其中θ_w即所谓电弱混合角，或称为温伯格角。迪达克呈示的8个唯象参数的实验值主要取自CERN和费米实验室的中微子实验。结果表明，如果$\sin^2\theta_w=0.23$，那么在标称的误差范围内，每个参数都与标准模型的预言一致——但这绝不意味着成功。从实验数据中还可以提取一个参数来，通常将这个参数记为“ρ”。在温伯格-萨拉姆模型里，ρ预计为1，但这由自发对称破缺机制中的希格斯粒子的最小选择而定。更复杂的选择是可能的，但这就意味着ρ取不同的值。根据迪达克的计算，由实验数据最佳拟合得到的是$\rho=1.00\pm0.03$，因此，甚至是标准模型的希格斯机制似乎也能够起点作用。迪达克这样总结了他对当代实验状况的综述：

292

(i)所有(有两个除外)最近的实验结果彼此一致。

(ii)温伯格-萨拉姆模型对所有(有两个除外)这些实验结果能够给予很好的描述，其中自由参数只有一个：$\sin^2\theta_w=0.230\pm0.015$。

(iii) 支配 νe，eq 和 νq 散射的 10 个唯象参数中有 8 个由实验数据确定。所有这些参数值均与 $\sin^2\theta_w = 0.23$ 的温伯格-萨拉姆模型的预言一致。

(iv) 实验精度已达到这样的水平：数据分析中的理论不确定性已不再能被忽略。[27]

因此，在 1979 年里，统一的电弱相互作用规范理论不仅是一个像量子电动力学那样的可重整化的场论，而且通过与规范群和对称破缺的温伯格-萨拉姆模型相结合，这个规范理论可以在另一个重要方面与量子电动力学媲美：它的预言总能应验。

但是，迪达克作为插入语指出的这两个与标准模型相左的实验事实是什么呢？这就将我们带到了模型的变体以及对它们的扼杀问题上来。据科尔曼回忆，“这样的情形至少发生过 3 次：高 y 反常；三 μ 子情形和原子宇称破坏。”[28]在这 3 种情形里，高 y 反常和三 μ 子情形较为简单，容易处理。而原子宇称破坏实验则正是迪达克提到的在 1979 年仍不能与标准模型取得一致的情形。人们对这些实验的意义的认识不断地反复这一点很有趣，值得在此予以详述。

芝加哥变体在日内瓦被扼杀

首先来看高 y 反常和三 μ 子情形。这些现象刚在芝加哥冒头不久便在日内瓦附近遭到扼杀。这些实验现象最先是由哈佛-宾夕法尼亚-威斯康星-费米实验室(HPWF)合作小组在费米实验室的先驱性中微子实验(电性流中微子散射实验)中观察到的。HPWF 小组是首批在费米实验室的 500 GeV 加速器上探索中微子物理学新能区的实验群体之一，他们在 1974 年第一次确认了加尔加梅勒上的中性流发现。1974 年，他们还报告了存在高 y 反常现象，并随后在 1976 年的两篇文章中进一步描述了其细节。[29]所谓反常是指出现在电性流中微子散射的高 y 区事例相对于标准模型的期望值过多(y 是一个运动学变量：$y = [E_\nu - E_\mu]/E_\nu$,其中 E_ν 和 E_μ 分别为入射中微子和出射 μ 子的能量)。这个反常的细节在这里并不重要，重要的是对它的解释似乎要求存在一种未包括在标准 4 夸克(或 6 夸克)图像中的新型夸克。新夸克，或一般所谓的新粒子，在当时就是命令，于是理论工作者耗费了大量精力来解释这种反常。[30]但这种理论进化在 1977 年的年中被突然中止，原因是那年里 CERN -多特蒙德-海德堡-萨克莱(CDHS)的中微子实验组在 CERN 新的 400 GeV 加速器上得到了新数据。CDHS 实验组的第一篇文章发表于 1977 年 7 月，题目是“中微子物理中存在高 y 反常吗?”文章的摘要对这一问题作了否定性回答：

293

我们分析了 CERN 的与此前在 FNAL(费米实验室)的中微子实验中

观察到的与"高 y 反常"现象有关的窄带中微子和反中微子束。中微子的能量在 30～200 GeV 之间，$\bar{\nu}$ 和 ν 的电性流截面之比和 μ 子非弹性散射分布与早先的结果不一致。尤其是没有证据表明反中微子数据存在能量依赖效应，而这一点正是所谓高 y 反常的重要方面。[31]

第二代 CDHS 实验相对于早期 HPWF 实验的技术优势使高能物理界普遍认同上述断言，虽然可能存在争论，例如，CDHS 当时并没有完全去除其程序中的漏洞，上述文献给高 y 反常以重重一击使它再也回不过神来的处理方式等，但我们不再纠缠于这些细节了。

类似的评论也适用于三 μ 子情形。三 μ 子现象是 HPWF 实验组于 1977 年 3 月首次报告的。[32] HPWF 使用新的探测器观察到 6 个这样的事例：入射中微子导致终态出现 3 个 μ 子。他们认为，这些三 μ 子事例无法用标准模型来理解。对此情形，他们给出的较好解释是认为存在一个新的重轻子(但不是佩尔的 τ 子)。HPWF 还确认了他们以前在这台机器上观察到的很高比例的二 μ 子事例。[33]这 6 个三 μ 子事例在统计上说意义不是很大，但 HPWF 认为，传统的处理不足以予以解释。于是理论家们再次面临挑战，不得不试着用各种新的重轻子来拟合数据。

294

CDHS 合作团队再次挫伤了理论家的热情。1977 年 8 月 5 日，他们发表了关于这个问题的第一篇文章。文章指出，他们已注意到中微子相互作用过程中的两个三 μ 子事例和反中微子实验中的一个这类事例，但他们认为，这些事例要么与新的现象没有明确的联系，要么如他们在将这些数据与 HPWF 的数据(加州理工学院在费米实验室的实验中独立发现了两个三 μ 子事例)[34]比较后所作的评论那样，"事例数太少，且束也不同，所以我们觉得这种差别可能不会有很大意义"。[35]CDHS 文章的总的效果是以轻飘飘的首肯将反常的三 μ 子事例打入冷宫。此后再也没有更多的反常事例报告，这一非常规的现象流从此因实证支持不足而干涸。像高 y 反常一样，三 μ 子事例对标准模型的本体论和群结构只不过产生了暂时性的影响。费米实验室的两个变体就这样被 CERN 扼杀了。

来自华盛顿大学和牛津大学的变体

现在，我们来讨论"原子宇称破坏"——对标准模型构成挑战的第三种主要反常情形。这是唯一一种，请科尔曼原谅，可以说是存活到 1979 年的变体(如果说有谁会介意这种提法，那就是少数粒子数物理学家了)。在这个问题上，实验背后的理由简述如下。在温伯格-萨拉姆模型中，中性流的效应受到 Z^0 中间矢量玻色子(IVB)的居间作用。这种作用耦合到中微子，便引起中

性流中微子-强子散射。它也可能耦合到电子，因此预计将在电子与强子的相互作用中产生中性流效应。在这种情况下，这种效应与占主导的电子相互作用的电磁效应比起来可能非常小，因此对它们进行检测将是相当艰巨的任务。实验者克服这一障碍的方法是利用弱相互作用与电磁相互作用之间的重要区别：后者宇称守恒而前者不守恒，至少在温伯格-萨拉姆模型里是这样。因此，如果在电子-强子相互作用实验中能够观察到宇称破坏效应，那么这个效295应只能归因于弱相互作用，对它的幅度进行测量就可以检验温伯格-萨拉姆模型。

要检测温伯格-萨拉姆模型预期的宇称破坏了的电子-强子相互作用，所要求的测量精度远远超出了典型高能物理实验所能达到的水平，因此很少有粒子物理学家认真考虑过这种可能性(下面给出的例子是个例外)。相比之下，原子物理学家则经常进行非常精确的测量，因此他们率先迎接挑战，对温伯格-萨拉姆模型预言的电子型中性流相互作用进行检测。

在后十一月革命时代，最先进行的两个原子物理学实验是由牛津大学实验小组和华盛顿(西雅图)大学实验小组做的。两个小组采用了类似的处理程序：让一束偏振激光穿过高温(1500℃)下的铋蒸气，以便观测透射光的偏振面的旋转。这项实验的要点是：如果铋原子的电子与原子核之间的唯一相互作用是宇称守恒的，那么这种相互作用应该不存在空间上的优先方向，因此偏振面就不存在旋转；反之，如果电子-核子间相互作用存在某些宇称破坏分量，那么就应该能够观察到有限的偏振面旋转。旋转的幅度将提供对弱中性流造成的宇称破坏程度的量度，并且可以与温伯格-萨拉姆模型预言的结果进行比较。[36]华盛顿大学和牛津大学实验预计的旋转幅度都很小，约为1.5×10^{-7}弧度，但实验者有信心检测到这个量。[37]

华盛顿大学和牛津大学的首次实验结果联合发表于1976年12月。[38]他们在评述中写道："虽然我们的实验仍在进行中，但我们感到有足够的信心来证明这份临时报告是有用的。"实验者报告的判断宇称破坏程度的参数值如下：$-(8\pm3)\times10^{-8}$(华盛顿大学)和$+(10\pm8)\times10^{-8}$(牛津大学)。这些值与标准模型的预期值相比，后者显得相当大，模型的预言值约为-3×10^{-7}。正如文章指出的："我们从两个实验得到的结论是，铋引起的光的偏振面旋转，如果存在的话，要小于……温伯格-萨拉姆模型综合原子中心力场近似后所预言的值。"这个结论发出的警示是重要的。铋之所以被选定为实验对象，是因为人们预期重原子的效应相对较明显，但当没取得预期效果时，这种选择的缺点就凸显出来了。为了从电子与核的中性流相互作用的原始计算中得到真实296原子系统中光的旋转量，就必须知道电子的波函数，而在像铋这样的多电子原子系统中，这些波函数只能大致计算出。不仅如此，这些都是全新的实验，

很难说做的这些近似是否足以达到预期目的。因此，在企图解释他们的实验结果与温伯格-萨拉姆模型的预言相矛盾时，实验者进入到了原子理论的尴尬困境中。与此相反，对于电子波函数曾用4种彼此独立的理论进行了计算，结果表明，在25%的精度上彼此一致。这种一致性让实验者感到“非常令人鼓舞”，尽管他们承认，“这类计算经验的欠缺意味着，在我们能够说在原子计算中忽略了的多体效应是否可以使 R（宇称破坏参数）与目前实验范围取得一致之前，还有很多理论工作要做”。

华盛顿-牛津大学的文章在高能物理界的相关领域里散播了混乱。高能物理学家们在涉及实验解释的原子物理计算方面不具专长，因此面对原子专家的断言，可有的选择就是要么接受要么放弃。1976年11月，费米实验室的HPWF合作组报告了首次从实验上对理论预言的中性流中微子散射过程中宇称破坏的确认。[39]这样，如果接受华盛顿-牛津的结果，那么结论明显是：中性流效应破坏了中微子相互作用中的宇称守恒但对电子相互作用中的宇称守恒没有影响。这一结论否定了温伯格-萨拉姆模型，但正如高能物理理论家弗兰克·克洛斯说的，

这种可能性是否可纳入统一思想还不明确。我们也不清楚是否有必要担心。然而，现在夏天明朗的蓝天上有了一朵乌云。我们正拭目以待，看它是否预示着一场暴风雨。[40]

1976年12月，帕特里克·桑达斯，牛津大学实验组的领导，据引述认为“六个月……应当说有足够的时间使局势变得明朗：对抗或是解决”。[41]1977年3月31日，他写道，

牛津和华盛顿的实验共同提供了令人信服的证据，不存在1967年温伯格-萨拉姆理论结合原子计算所要求的旋转幅度。综合两个实验的结果得到的极限值至少要比预言值小3倍。可惜我们目前不能剔除这样的可能性：意见分歧的根源在于将温伯格-萨拉姆理论与预言的角度联系起来的有关的原子计算。这么大的差距似乎不大可能，目前正在为改善计算进行艰苦的努力。

如果原子理论保持完好，或者改善后实验上仍然什么也没看见，那么我们目前的关于弱相互作用和电磁相互作用的思想就非常值得考虑了。[42]

297

现在已经很清楚，虽然原子物理实验的零结果与温伯格-萨拉姆模型的预

言有矛盾，但它不一定能推翻统一规范理论方法。用史蒂芬·温伯格的话说，他“对原子物理计算抱着开放的心态”，并愿意接受“一种有吸引力但不明显偏离原始模型的理论”。[43]这种非激进的模型通常用附加中间矢量玻色子或中性重轻子的方法来解释中微子散射中的中性流效应与原子物理实验之间的差别。[44]

1977年9月，华盛顿大学和牛津大学实验组在《物理评论快报》上发表了他们的最新实验结果。[45]他们仍然没有发现光学旋转，但介绍了两个“混杂的”电弱统一模型。这个模型用中性重轻子来处理与高能中微子散射实验结果之间的分歧。1977年8月25日至31日，在汉堡举行的“高能轻子和光子相互作用研讨会”上，桑达斯作了关于原子物理实验现状的报告。戴维·米勒(伦敦大学学院的中微子实验者)就与会者对这一报告的一般反应作了如下总结性描述：

> **S. 温伯格和其他人讨论了这些结果的意义。看来，SU(2)×U(1)对于弱相互作用犹如淳朴的夸克部分子模型对于量子色动力学：只是能够拟合大部分实验数据的一阶近似。现在有必要扩大该模型以容纳新的夸克和轻子(b夸克和τ子)，并与原子中性流的缺失以及或许是造成三μ子事例的那些原因相协调。[46]**

事实上，如前所述，b夸克和τ重轻子不需要对SU(2)×U(1)群结构加以改造。但原子物理学的实验结果也许的确需要这样的修正。到1977年年底已经很清楚，粒子物理学家们乐于接受这种修正。弗兰克·克洛斯瞥见的暴风雨已成为现实，并威胁要洗刷基本的温伯格-萨拉姆模型，尽管还没伤及规范理论本身。有趣的是我们注意到，这个时期理论家试图在新模型里寻找的解释不仅是针对原子物理实验的零结果，而且也是HPWF的三μ子和CDHS数据出来前的高y反常的答案。这些就是科尔曼的3个变体，它们一度(1977年前后)成为描述电弱相互作用的新的基本群体结构的基础。但是这个新结构并不如愿。在这些事例面前标准模型毫发未损。我们已经见识了高y反常和三μ子的命运，现在我们来看看原子物理反常的更复杂的消亡。

298

……在斯坦福被扼杀

寻找电子弱相互作用中的中性流效应有两条途径。一条是原子物理学家的台式做法。另一条是粒子物理学家的方式——利用高能电子束和高能物理实验的一切手段。具体到这里的做法是测量极化电子束在核靶上的散射，然后对电子自旋为平行和反平行于运动方向两种情形下测得的散射截面进行比

较。截面对电子自旋取向的依赖性将立即反映出宇称破坏了的中性流的影响，因此这样的测量将有助于检验温伯格-萨拉姆模型。

用高能物理方法来研究电子中性流相互作用的唯一问题是，它在技术上似乎是不可能的。预期的电子-核子散射截面对自旋取向的依赖程度要比典型的高能物理实验测量的不确定性小很多。但有一位物理学家——斯坦福线性加速器中心(SLAC)的查尔斯·普雷斯科特(Charles Prescott)——不同意这种失败主义的观点。早在 20 世纪 60 年代，普雷斯科特就已经开始探讨通过偏振测量来检测宇称破坏型相互作用。70 年代里，他身处代号为 E122 的顶级 SLAC 实验发展的核心。在 1978 年年初，E122 实验由来自 SLAC 和耶鲁大学的物理学家合作主持，这项实验对于将温伯格-萨拉姆模型确立为电弱相互作用标准模型起到了任何其他实验都无法相比的重要作用。为了在检验温伯格-萨拉姆模型所需精度下探寻电子散射中的宇称破坏效应，SLAC -耶鲁合作组汇集了独特的高强度极化电子源和空前精确的粒子束监测和粒子检测技术手段。[47]实验数据的采集从 1978 年 1 月一直进行到 5 月。第一批结果于 1978 年 6 月 12 日在 SLAC 的讨论会上公布，并于一个月后发表。[48]实验者发现了他们要找的东西：正如温伯格-萨拉姆模型所预期的那样，电子平行极化和反平行极化的散射截面对束方向的取向有约 10^{-4} 的差异(测量精度约为 20%)。

299

粒子物理学家对处理 SLAC 的数据可说是得心应手，这与处理台面原子物理实验数据完全不同。与此同时，华盛顿-牛津的结果开始退去现有的意义。理论家表现出不愿再对温伯格-萨拉姆模型进行新的修补，这一立场随着华盛顿和牛津实验组发现自家后院失火而得到进一步强化。1978 年年中，来自新西伯利亚的苏联原子物理学家小组加入进来，他们第一次测量采用的是与牛津组一样的铋蒸气实验，但测量结果与标准模型的预言一致。[49]西方物理学家不清楚苏联人实验的细节，因此对他们的结果持有疑问。但是，铋实验测量报告的这种差异足以让高能物理学家相信，不管是这种还是那种方式，原子物理实验是非常困难的，因此暂时没必要予以认真对待。

迪达克在 1979 年的中性流综述报告中对华盛顿-牛津的结果在这场争论中失去平衡的程度有过明确的论述。他对弱中性流电子散射实验开篇即评论道：

> **最近，在对弱中性流 eq 散射实验的理解上已经取得了实质性进展。这一进展主要来自 SLAC 上极化电子非弹性散射过程中宇称破坏效应的新结果，而且也来自重原子光学跃迁中宇称破坏效应的新结果。**[50]

具体到原子物理实验，迪达克评论道：

> **原子内宇称破坏的实验情况并不理想。实验在西雅图和牛津大学进行……结果显示，实验基本上没有得到有意义的结果。不过，来自新西伯利亚的实验组报告了铋实验的非零结果的证据，这个结果与标准模型的预言是一致的。巴尔科夫在本次会议上报告了这个团队的新成果。实验结果与理论预言的旋转($\sin^2\theta_w = 0.23$ 下的标准模型)之比为 $1.07 + 0.14$，这个结果显然与宇称守恒是不相容的。请注意，新西伯利亚实验是在与牛津大学相同的光学跃迁条件下进行的，因此二者的结果有冲突。**
>
> **最近，伯克利进行的另一个实验报告了对原子铊的宇称破坏的观察结果，虽然结果只在 2σ(2 倍标准差)下有意义。[51]**

迪达克这部分叙述的目的是要确定描述中性流电子散射的唯象参数的最佳值，以便与标准模型的预言值进行比较。对此，他说：

> **要在充满矛盾的实验结果之间进行选择以确定 eq 耦合常数是很困难的。暂时，我们只能采用新西伯利亚和伯克利两个小组的肯定结果，希望其未来的发展能够证明这是迈向正确道路的一步(目前还不能在清晰的实验基础上证明这一点)。[52]**

在决定不采用华盛顿-牛津的实验结果后，迪达克从新西伯利亚-伯克利的数据中得出结论：原子物理中的宇称破坏与标准模型的预言是一致的。

10.3 标准模型的建立：社会性与概念性的统一

到 1979 年夏季，所有威胁到标准电弱模型的反常乌云都被驱散，整个高能物理界感到满意(如果说有谁不满，那也许只有反常数据的作者了)。变体已被清除。温伯格、萨拉姆和格拉肖因为他们对这一成就的贡献共同分享了 1979 年度的诺贝尔物理学奖。按照苏塞克斯大学的高能物理理论家诺尔曼·东贝(Norman Dombey)的话说，它标志着“战后理论物理学第二阶段的结束”。[53]在第一阶段里，作为准确描述电磁相互作用现象的可重整化唯象场论的量子电动力学得到发展，而在第二阶段，场论被扩展到弱相互作用，并将弱作用与电磁作用统一在一个电弱规范理论中，而且这个理论同样是可重整化且唯象上精确的。新物理学的一个理论要素(另一个要素是量子色动力学)——比约肯“新正统”的要素的一个——已经确立。正如我们将在第 12 章看到的，这个要素对高能物理学日后的发展具有深远的影响：20 世纪 70 年代末的几项重大投资决策都是围绕电弱理论观点来进行的。因此，在结束本章之前，讨论一下对标准模型的共识的取得应是适当的。

回想起来，我们很容易用“科学家的描述”的惯用语来制造标准模型的成功的假象：温伯格-萨拉姆模型，经过夸克和轻子的适当补充，作出的预言得到了实验事实的确认。[54]但是透过这一假象后面，一如以往，这种描述中缺少选择这个要素。粒子物理学家在断言标准模型的有效性时，实际上选择了接受特定的实验结果并拒绝了其他结果。这种选择因素在对待华盛顿-牛津原子物理实验结果的问题上表现得最为明显。那是一种整个学界态度的变化，在这里我就这一事件展开分析。我们在上一节看到，在 1977 年，许多物理学家已经准备接受华盛顿-牛津的实验的无效结果，并打算建立新的电弱模型来予以解释。我们还看到，到了 1979 年，这种态度已经变得更为坚决。随着 E122 实验的出现，华盛顿-牛津的结果已经被认为不可靠。在分析这一系列事件时，有一点很重要，那就是 1977 ~ 1979 年，华盛顿-牛津实验的状况没有发生**内在**实质改变。没有数据被撤销，人们也没有指出过两个小组的实验做法上有什么致命缺陷。[55]改变的只是评价数据的语境。这种语境变化的关键是斯坦福线性加速器中心 E122 实验的结果。就其本身而言，E122 实验与华盛顿-牛津大学实验一样带有新颖性，其实验结果原则上同样容易受到挑战。[56]但粒子物理学家就是**选择**了接受 SLAC 的实验结果，**选择**了标准模型予以解释（而不是选择可能使这些结果与原子物理实验的结果调和起来的替代模型），因此也就**选择**了将华盛顿-牛津大学实验视如不是操作就是解释上有问题。[57]

因此，在“科学家的描述”中，电弱物理学在 20 世纪 70 年代末的发展，从理论和实验两方面说，存在明显的分歧。实验事实并不能对理论产生决定性的和无情的影响。这种关系是双向的，在某些情况下，理论实际上起着实验数据的可接受性的衡量尺度。而且，正如我在前面已经论证的，这个双向关系可以在研究实践的动态过程中来理解。标准电弱模型不仅统一了弱作用和电磁作用，而且还具有统一高能物理理论和实验的功能。标准模型是社会性和概念性统一的平台，在这个平台上，规范理论家和从事中微子散射、电子散射和正负电子湮灭实验的实验者能够彼此吸取对方的成果，并将其作为自己的判别准则和实践课题。与此同时，标准电弱世界观成了这种共生的产物，就是说在论战中，一方可以将所有与之关联的传统当做资源加以调用来为自己的观点进行辩护。世界观和实践传统共进退。因此，在对抗高能物理强大的传统时，华盛顿和牛津的少数原子物理学家的机会微乎其微。他们的实验结果，尽管潜在地反映了电弱规范理论的问题，但却被高能物理界当做原子物理学的问题给踢了回来。当然，未必世界各地的原子物理学家都同意他们的结论，但他们确实没有什么希望能够调动足够的资源再将问题踢回去——对粒子物理学构成挑战。标准模型——新正统的中心支柱——是同时在既是概念性又是社会性的过程中建立起来的，二者不能分开。

302

注释和参考文献

1. 源自大量的尤其是 SLAC 的私人通讯。
2. 对这里所讨论的发展的一个全面的、半通俗的说明，见 Perl(1978)；更浅显的通俗说明，见 Perl and Kirk(1978)；有关专业性细节，见 Feldman and Perl(1977)和 Perl(1980)。
3. 见 Perl(1978)。
4. Perl et al. (1975)。SLAC 的政策是，如果实验组一致认为结果有效，就只公布结果。
5. 与 Perl 的私人通信。
6. Perl(1976)，Wiik(1976)。
7. 文献见 Perl(1978)。
8. 与 SLAC 的私人通信。
9. Lederman(1978，64)。这篇文章提供了对费米实验室发现的通俗解释。
10. Hom，et al. (1976)。
11. Herb，et al. (1977，254，Fig. 3)。在费米实验室进行实验的另一个小组——西北大学-华盛顿大学-塔夫茨大学联合实验组不久就给出了对这篇报告的支持，见 Garelick et al. (1978)。
12. 关于重新调用粲偶素技术来进行尤普西隆分析的综述，见 Jackson，Quigg and Rosner (1979)。正如所料，进行尤普西隆分析的许多理论家都对粲偶素模型的发展作出了贡献。像康奈尔实验小组一样，罗斯纳没有被列入这个名单(见第 9 章，注 18，Eichten and Gottfried，1977，和 Eichten，Gottfried，Kinoshita，Lane and Yan，1980)。为了将类似模型应用到普赛和尤普西隆上，一些理论家则更进一步，发展了一般性的、适用于任何隐味体系重夸克的“夸克偶素”分析技术，见 Quigg and Rosner(1979)，Krammer and Krasemann(1979)；通俗描述，见 Bloom and Feldman(1982)。进行夸克偶素研究的那些主要参与者也是 t 夸克显身的希望所在(见下)。我们注意到那些活跃于扩张粲偶素模型以便将所有与尤普西隆物理有关的实验组的工作都包括进来的理论家们。例如，奎格(Quigg)就是其中之一，在尤普西隆被发现时他是费米实验室理论组的领导。克拉默和克拉泽曼则是德国电子同步加速器研究所理论组的成员(见下面关于 DORIS 和 PETAR 实验的讨论)，而 Eichten 等人则是以康乃尔大学为研究基地(见下面关于 CESR 实验方案的讨论)。
13. Innes et al. (1977)，Ueno et al. (1979)。
14. DORIS 的原始设计是一台双环机器，其中的电子和正电子有各自单独轨道。而新位形只用其中的一个环，充以反向旋转的正负电子束。技术上的调整还有很多，譬如增强了电力供应，为的是成为新的 PETAR 级别的正负电子对撞机，见 *CERN Courier* (1978)。
15. Berger et al. (1978)，Darden et al. (1978a，b)，和 Bienlein et al. (1978)。

303

16. 见 *CERN Courier*(1977b)。
17. 关于 CESR 实验方案的更广泛的介绍，见 Franzini and Lee-Franzini(1982).
18. 见 Duinker(1982)。
19. 见上述注 12 关于夸克偶素研究的讨论。
20. 有文献(综述性文献见 Harari 1978)提出过不同于 6 夸克的其他方案，但这些方案没有一个具有实验上的特殊优势，因此我将不再予以讨论。
21. 在 1978 年 8 月的东京高能物理大会上，有 3 个小组报告了在 ISR 上首次见证了尤普西隆的存在：Camilleri(1979)，Mannelli(1979)和 Newman(1979)。
22. Coleman(1979，note 21)。
23. 另一条值得注意的线索与所谓“质量等级”问题有关。这个问题要追溯到 μ 子的发现。μ 子除了质量外其他各方面似乎都与电子相同。理论家不知道为什么会这样，但却找不到令人信服的答案。更多的夸克和轻子的发现使这个问题更加恶化。在标准模型里，轻子族(ν_μ，μ^-)和(ν_τ，τ^-)几乎是(ν_e，e^-)的精确复制品，只是带电轻子的质量逐步增大。同样，夸克族(c，s)和(t，b)简直可说是(u，d)的更大质量下的副本。为解释这种其他方面相同的质量等级排列，人们提出了许多猜想，但没有一种得到实验的大力支持。一种流行的猜想是，夸克和轻子并非真正的基本实体，而是复合体。关于这种原子论类比重新回归的专业性综述，见 Kalman(1981)；通俗描述，见 Harari(1983)。
24. Kobayashi and Maskawa(1973)。 304
25. Weinberg(1979)。
26. Coleman(1979，1292)。
27. Dydak(1979，47)。关于后述的温伯格-萨拉姆模型检验的实验情况的详细评述，见 Kim，Langacker，Levine and Williams(1981)，Hung and Sakurai(1981)和 Myatt(1982)。
28. Coleman(1979，note 20)。
29. B. Aubert et al. (1974c)，Benvenuti et al. (1976a，b)。
30. 尽管高 y 反常和三 μ 子事例后来都被当做假象给抛弃了，但二者对高能物理实践有过相当大的短期影响。一年里至少有 4 篇关于费米实验室的这些实验现象的论文被高能物理文献引用超过 50 次(作为比较，我们看到在 1969 ~ 1978 年间，能够取得这种引用率的实验报告总共也只有 57 篇)：见 Martin and Irvine(1983，37 - 38)。
31. Holder et al. (1977a，433)。
32. Benvenuti et al. (1977a，b)。
33. 关于二 μ 子事例及其与粲数的关系，见第 9 章，注 28。
34. Barish et al. (1977)。
35. Holder et al. (1977b)。CERN 和费米实验室三 μ 子结果之间的这种表观差异导致了两个实验室进行了一系列中微子“倾束”实验。对于这些实验的早期描述，对实验结果的理论意义的讨论及其原始参考文献，参见 Miller(1978a,b)和 Morgan(1978)。
36. 有关技术细节见 Brodsky and Karl(1976)。
37. 对于牛津大学和华盛顿大学的实验，桑达斯(Sandars 1977)提供了一个好的通俗描述。

38. Baird, et al. (1976)。

39. Benvenuti, et al. (1976c)。

40. Close(1976, 506)。

41. *New Scientist* (1976b)。

42. Sandars(1977, 766)。

43. Walgate(1977)。

44. 萨拉姆自己亦是这些模型的作者之一，见 Pati, Rajpoot and Salam(1977)。

45. Lewis, et al. (1977); Baird, et al. (1977)。

46. Miller(1977, 288)。

47. 有关 E122 实验的历史以及普雷斯科特对此的贡献的讨论，将有助于说明由专业经验和背景所决定的这个实验实践的结构(以下描述基于对普雷斯科特和 R.E. 泰勒的访谈，引文皆从前者)。

普雷斯科特在加州理工学院接受的高能物理实验训练，1966 年在那里获得博士学位，并作为博士后研究人员一直工作到 1970 年。他的早期工作是在加州理工学院的小电子同步辐射加速器进行的关于低能光子产生的实验。他参与的一个课题是对这类实验中的质子极化进行测量。这使他想到极化测量可以作为检测宇称破坏效应的一个途径。他回忆说，他变得“痴迷”于在电子-质子散射中寻找这些效应。尽管他在加州理工学院的时候就与 SLAC 实验组的领导者之一理查德·泰勒讨论过在 SLAC 上进行这种实验的计划，但泰勒并不积极：普雷斯科特提出的实验似乎既困难又费时，而当时 SLAC 上的深度非弹性散射方案已经全面展开。

305

1970 年，普雷斯科特离开了加州理工学院，在加盟泰勒的 SLAC 研究组之前在加州大学圣克鲁斯分校待了一年。1971 年，他参加了耶鲁大学实验者弗农·休斯(Vernon Hughes)的一个报告会。休斯描述了兴建于他母校的极化电子源。休斯和他的同事们建议将这种源安装在 SLAC 上，这样，极化电子将得到 22 GeV 加速器的加速，然后引向极化氢靶。对不同自旋取向的电子-质子散射截面进行测量，就有可能得到深度非弹性结构关于自旋取向的函数依赖关系的信息(Baum, et al. 1971)。通过休斯的报告，普雷斯科特意识到“那正是检测宇称破坏的方法”：将耶鲁源出射的极化电子束入射到非极化的靶上，然后测量与极化取向有关的散射截面，测得的这个截面差异就代表着宇称破坏效应。

1972 年，普雷斯科特的愿望终于实现了：SLAC-耶鲁合作组正式递交了关于进行这项实验的建议书(Atwood, et al. 1972)。值得强调的是，在这期间实验者并没有考虑过电弱统一理论所预期的宇称破坏性中性流效应。在 1972 年，这些理论对实验界几乎没有什么影响，因为按照随后的计算，可能要花上差不多 27 年的时间才能用耶鲁源收集到足够多的、用于测量统一模型所预言的非常小的效应的数据。相反，实验者采取务实的观点，认为在 SLAC 上还从没有密切调查过纯电磁性的电子-质子相互作用下的宇称破坏问题，现在正好是个机会。他们试图从理论上找到从弱作用类比到电磁作用上的依据：两种相互作用相似，既然弱作用下宇称不守恒，那么电磁作用下宇称可能也是不守恒的(Atwood et al. 1972, 5~6)。

编号为 E95 的这项 SLAC-耶鲁建议书得到了 SLAC 计划咨询委员会的批准，实验一帆风顺。但是在 1973 年和 1974 年，CERN 和费米实验室开始发表中微子散射的中性流数据，SLAC 实验者开始意识到他们的工作对于电弱理论的潜在意义。随后他们遇到了束流强度的问题。E95 设计时定的不对称性测量精度为 10^{-4}，而检验温伯格-萨拉姆模型所需的精度为 10^{-5}(从 1972 年起提出的对预期效应的几种理论计算结果。关于这样的计算以及此前工作的参考文献，见 Cahn and Oilman 1978)。为了将精度提高一个量级，实验者往往需要测量 100 多个事例。而按照现有的束来运行实验就意味着要比计划的实验时间超出 100 倍，这是不可能允许的；而要将耶鲁源的流强提高 3 倍以上也是不可能的。 306

这里微观的社会因素开始起作用。普雷斯科特着手寻找新的更强大的极化电子源，他很幸运地在 SLAC 找到了适当的专家——他的同事爱德华·加温(Edward Garwin)和查尔斯·辛克莱(Charles Sinclair)。加温是一位固体物理学家，熟悉 20 世纪 70 年代初用半导体(用经过表面处理的砷化镓)产生极化电子方面技术进展。苏黎世的物理学家小组于 1974 年报告了用这种方法产生极化电子的可行性，而文章的作者与加温关系密切(见 Garwin, Pierce and Siegmann 1974)。极化电子由暴露于偏振激光下的砷化镓放出，而辛克莱正是一位激光专家。正是辛克莱最终建成了用于提高电子源强的激光，他还对 E122 项目的许多光学技术做出了重要贡献(包括用“普克尔斯盒”来偏转偏振光，从而偏转电子束本身)。

到 1974 年年底，普雷斯科特、加温和辛克莱相信，他们能够开发出提供足够强极化电子的砷化镓源，从而使对电弱统一模型的检验变得可行。1975 年 5 月，SLAC-耶鲁大学合作组向 SLAC 计划咨询委员会正式提交了建议书(Baum, et al. 1975)。该建议获得批准，随后普雷斯科特、加温和辛克莱花了 3 年时间来开发新实验 E122 用的砷化镓源。同时，为了达到所要求的精度，对实验的常规技术方面，如束的监测和检测设备，给予了大量关注。在此期间，采用原来的耶鲁源的实验 E95 也取得了进展(Alguard et al. 1976, 1978)。E95 没有发现任何宇称破坏的效应，但正如后来普雷斯科特说的：“正是耶鲁的实验(E95)使得它(E122)奏效。”因此，在 E122 的测量过程中，SLAC-耶鲁实验组已经掌握了前所未有的技术资源和前所未有的使用经验。

48. Prescott, et al. (1978, 1979)。
49. Barkov and Zolotorev(1978, 1979)。
50. Dydak(1979, 32)。
51. Dydak(1979, 35)。关于伯克利的实验，见 Conti, et al. (1979)和 Bucksbaum, et al. (1981)。
52. Dydak(1979, 35)。
53. Dombey(1979, 131)。
54. 对于典型的“科学家描述”，见 Coleman(1979)和 Dombey(1979)。
55. 1981 年，华盛顿小组来了个 180°转弯。他们发表文章称，(新近的——译注)测量“揭示了良好分辨率下的光学旋转，这种旋转在信号极性和近似幅度上与最近基于温伯格-萨拉姆理论计算的铋的效应是一致的。”(Hollister, et al. 1981)值得注意的是，这个新 307

发现的一致性并非源自原子理论的改进(华盛顿-牛津的原始论文里的这一要素一直受到质疑)。1979~1981 年进行的更复杂的原子计算的确足以将宇称破坏参数 R 的期望值降低到差不多原先的 1/3。但是，这仍不足以使 1977 年的华盛顿-牛津实验的结果与温伯格-萨拉姆模型的结果取得一致。相反，1981 年，华盛顿小组改变策略，采用新的仪器来采集数据。虽然仍没有对 1977 年实验的解释或执行方面是否存在缺陷给予明确回答，但值得注意的是，华盛顿小组通过对早期原子物理实验的报告(包括对他们自己的结果)进行质疑来为新的正面结果寻求合法性。在他们的论文(1981，643)的引言部分他们这么说道：

自从我们最初对铋线的测量以来，结果间往往不一致，我们增加了一个新的激光器，改善了光路，包括对系统的更彻底的检查……

虽然电子与核子之间的 PNC(宇称不守恒)中性流相互作用与温伯格-萨拉姆理论预言之间的一致性已经在高能电子散射实验中被观测到，但在原子情形下还不清楚。我们的实验结果和其他 3 个小组(牛津和两个俄罗斯小组)的铋光旋转实验取得的结果之间存在远远大于测量误差的明显差异。总的证据可能有利于某些铋的 PNC 效应，伯克利小组通过对铊蒸气的旋转二向色性的测量也给出了有关铊的类似证据。

关于截至 1980 年的所有原子物理中性流实验的综述，见 Commins and Bucksbaum (1980)。

56. 由于不寻常的原因，E122 实验结果的地位可以被视为一种矛盾状态。在与不是参与 E122 实验的 SLAC 实验人员讨论 E122 实验时，我经常遇到像“没人真正知道这个实验到底研究什么”这样的评论。我要强调的是，这些评论的意图不是要抨击 E122 实验者的铁板一块，而是反映出 E122(和 E95)的性能涉及的专业技术和程序方面的发展是其他高能物理实验者无法理解的。在 SLAC-耶鲁合作组之外，没有人具有评价和批评 E122 性能所需的专业知识：如果 SLAC-耶鲁的实验人员出“错”，只有他们自己才能找出错误所在。还有一点值得提及的是，SLAC 外的人要想检查 E122 的实验结果是非常困难的。在其他地方，高能带电轻子(电子和 μ 子)仅仅是质子同步加速器的次级束，既不像 SLAC 初始束那么强，也不需要做同样精确的控制。1983 年，CERN 上的高能 μ 子实验报告了与 E122 类似的实验结果，但误差很大：阿根托等人(Argento, et al. 1983)报告了测量结果给出 $\sin^2\theta_w=0.19\pm0.11$，与公认值 0.23 是一致的。但这并非意味着 SLAC 的结果是决定性的。虽然高能物理界内部非常看重，但在哲学家看来，E122 的结果很难符合作为主体间可观察的经验事实而被接受。

308

57. 关于华盛顿-牛津实验的意义的总体转变可以阿卜杜勒·萨拉姆的工作作为例证。1977 年年底，原子物理实验处于一马当先的阶段，E122 实验尚未得到批准，萨拉姆是一篇文章的共同作者，这篇文章鉴于华盛顿和牛津的实验没有观察到宇称破坏，因此尝试发展一种非传统意义上的电弱模型(Pati, Rajpoot and Salam 1977)。两年后，在欧洲物理学会会议作总结报告时，萨拉姆曾这样说：“在迪达克和普雷斯科特(对 SLAC 的实验)作了精彩报告后，关于 SU(2) × U(1)理论……与目前所有 100 GeV 以下的弱相互

作用和电磁相互作用实验现象之间的一致性问题，我没有什么可以补充的。”他为这段话做的脚注是这样的：新西伯利亚原子物理实验的结果依赖于“Khriplovich 等人关于复杂铋原子的原子理论。由于牛津小组对这一原子理论(还有其他事情)有争议……因此，原子的宇称破坏问题是原子物理学家的问题，而不是粒子物理的问题。”(Salam，1979，855，注2)。由此，华盛顿-牛津实验从高能物理学的中心迅速被边缘化——事实上，变成了原子物理学的问题。正如萨拉姆在 1979 年 10 月所说的那样，与标准模型的唯一冲突来自华盛顿和牛津的“一组不幸的实验”。他不无幽默地追述道：“若干年前人们一直在谈论一种不幸的理论”(阿·萨拉姆，在纪念尼古拉斯·科默教授的报告会上的演讲，爱丁堡，1979 年 10 月 1 日，未发表)。

11 量子色动力学的实践

309 虽然还属于初创时期，但乐观的气氛四处洋溢，因为我们终于有一个可以和电弱相互作用理论相媲美的强相互作用理论。人们从所有这些概念中形成这样一种认识：夸克可以解释宇宙的现象。今天几乎所有高能物理学家都接受这一观点(事实上，人们已将夸克-部分子模型视同公理，并在此基础上设计了非常复杂的实验，并分析其结果)。

——弗兰克·克洛斯，1978[1]

具有味和色、自旋为1/2的夸克及其相伴的无味色胶子，是描述强子的基本客体。夸克和胶子的定域的色SU(3)不变性场论——量子色动力学——是描述强子的好的理论。夸克动力学最初的那种天真的猜测性现已为基于量子色动力学的计算所取代。这种取代有可能使夸克模型——已成功运用于基本粒子物理学很多方面——被改造成一种能将其诸多不同应用统一起来的理论。这些应用包括组分夸克模型对强子谱的应用以及夸克-部分子模型对高能强子单举碰撞的应用。

——O. W. 格林伯格，1978[2]

现在流行将一切事情都贴上“据量子色动力学预言”的标签。事实上，尽管这一理论的发展势头良好，但夸克禁闭的问题仍没有得到解决，从量子色动力学的强子谱我们得不到严谨的结果。

——安托尼·海伊，1979[3]

在粒子物理学领域，采用量子色动力学来处理强子具有压倒性的趋势……也许这在物理学史上还是第一次：一个理论，既缺乏明确界定又没能证明它是一种相容的理论，但却已变得广受欢迎。

——多克希采尔、季亚克诺夫和特罗恩，1979[4]

310 11.1 唯象的量子色动力学——概述

现在我们来描述新物理学的第二个伟大的理论支柱：量子色动力学(QCD)，即强相互作用的规范理论。在十一月革命后，不论是在理论上还是

在实验上，量子色动力学均迅速处于强相互作用物理的主导地位。本章论述这种优势是如何实现的。这个故事相当复杂，为简单起见，我们将量子色动力学这种优势的文献说明放到第 12 章。

在 20 世纪 70 年代后半期，理论上可以将量子色动力学分为 3 种不同的传统：一个是纯理论的传统，另两个是唯象传统。纯理论传统的中心任务是对禁闭问题进行各种非微扰处理。这项工作在 70 年代还谈不上在应用上有什么影响(也拿不出支持禁闭的证据)，因此在这里我不再做进一步讨论。[5] 我将集中讨论基于量子色动力学的两个唯象传统。这些传统都与强子谱和硬散射现象有关，而且分别是粲偶素模型和部分子模型的扩展。工作在这两个传统下的理论家使用量子色动力学微扰计算方法来分析现有的现象并预言新现象，因此这些传统的发展有助于建立起理论与实验之间共生的交叉网络。在高能物理实验的所有 3 个主要领域——正负电子物理、轻子-强子物理和强子-强子物理——内，这些传统主要是探索粒子谱和硬散射现象。由此得到的数据既被看做是量子色动力学唯象分析的正当理由，同时又构成这一分析的主题。反过来，这些分析还为有关的实验方案的进一步深入提供了语境。这种螺旋式共生演进的结果是，到 70 年代末，高能物理实验几乎完全集中在量子色动力学理论家们感兴趣的那些现象上。[6] 像强子软散射这类现象的数据，量子色动力学理论无法提供现成的分析结果，因此不再大量产生。强相互作用替代理论的支持者——主要是雷吉理论家——因缺乏数据而销声匿迹：他们的分析所描述的世界在实验上已看不到了。高能物理实验者已经置身于量子色动力学的现象世界里，实际上，生性执拗的理论家也是这么做的。

在下面各节里，我们将考察描述强相互作用物理的量子色动力学的各个方面，重点是强子谱和硬散射过程。首先，有必要给出一个总的观点。在讨论电弱规范理论的建立时，我花了好些篇幅来展示对事例的“科学家描述”的不足之处。在本章中，类似的做法就显得多余了。虽然热情的理论家不止一次地鼓动说未来的数据可以承担起对量子色动力学的决定性检验的重任，但数据真的有了，情况又会变得更加复杂。在 70 年代里，量子色动力学从来没有被单独用来处理现有数据。[7] 因此，这里说的故事甚至不是像典型的“科学家描述”那样从理论与实验事实的对立开始。相反，我们要解决的是什么能够被最好地用来描述量子色动力学的**世界观**建设。在这种世界观里，一组特定的自然现象被看成特别有意义且富含信息，这些现象通过量子色动力学的微扰计算和各种模型及假设相结合形成的概念来描述(针对不同现象，需用不同的模型和假设来拟合)。

这种基于量子色动力学的世界观通过上面讨论的理论和实验实践的交叉共生来维持，它具有适当的弹性。在一种给定的现象语境下，实验数据与基

311

重子偶素

在20世纪70年代中期，人们将那些含有两个夸克和两个反夸克($qq\bar{q}\bar{q}$)的假想性强子统称为重子偶素。这些实体几乎总是处于强子谱上自相矛盾的位置。50年代末和60年代初，理论上的主要进展是将已知的强子按八正法分成单态、八重态和十重态等族。1964年，在这一分类基础上诞生了组分夸克模型。这一模型依据介子的夸克-反夸克($q\bar{q}$)结构和强子的三夸克(qqq)结构 313 图像成功地解释了实验上观察到的多重态结构。强子通过这些组合能够形成的只有单态、八重态和十重态。在整个20世纪60年代和70年代初，所有观测到的强子都可以归入这些族，这被认为是组分夸克模型的成功之处。对于组分夸克模型的假设——自然界只存在$q\bar{q}$和qqq组合——实验并没有显示出强有力的挑战。[8] 1965年，南部提出了色的概念予以解释。南部认为，如果夸克有3种色，那么它们将倾向于构成无色组合。而3种颜色夸克能够组成的最简单的无色组合只有$q\bar{q}$和qqq，即标准组分夸克模型所描述的态。但这里也埋下了矛盾的苗头：$q\bar{q}$和qqq绝不是**唯一**可构成的无色多夸克态。无色强子也可以由更复杂的无穷多种夸克组合来构成：$qq\bar{q}\bar{q}$、$qqqq\bar{q}$等。严格来说，南部的观点意味着这些“奇异的”多夸克强子也应该存在，就是说，在八正法分类之外还存在其他强子。因此，要成功解释组分夸克模型，南部实际上面临着这样一种境地：最初用来说明该模型成功的证据——不存在其他强子——本身就需要解释。[9]

在60年代和70年代初，南部关于色的工作属于组分夸克模型发展主线以外的研究，但它对于量子色动力学即色的场论的兴起至关重要。南部的不完整的论点——观察到的强子应是无色的——成为量子色动力学理论家的重要原则。尽管理论上对夸克禁闭的分析不能令人满意，但量子色动力学理论家们仍坚持捍卫禁闭学说：出于某种未能阐明的和非微扰性的原因，量子色动力学具有这样的性质：物理粒子只可能以无色的夸克组合存在。在量子色动力学里，譬如在原始的组分夸克模型里，为什么相关的无色组合只有$q\bar{q}$和qqq，这一点似乎没有特别的理由。因此，量子色动力学理论家们预期，应当存在奇异的多夸克强子，几种由量子色动力学启发而来的组合模型比较详细给出了这种粒子的性质。

理论上对奇异强子的兴趣为新的实验传统的蓬勃发展提供了一种语境。在70年代后半期，这些实验的重点是寻找$qq\bar{q}\bar{q}$重子偶素态，这种态在实验上会显现出清晰的信号。由于重子偶素的衰变涉及$q\bar{q}$湮灭，而这种湮灭按茨威格法则通常是禁戒的，因此这些粒子的共振峰预计将很窄，并且主要是衰 314 变成重子-反重子对(重子偶素即由此得名)，如图11.1所示。这种衰变模式

组分夸克模型的回归

在20世纪70年代后半期，高能物理实验与量子色动力学启发下建立的各种模型之间的主要联系是重子偶素物理和重夸克系统的研究。但是如果不讨论量子色动力学与轻夸克体系(由普通的u，d和s夸克以$q\bar{q}$和qqq组合方式构成的传统强子)之间的关系就结束本节将是不恰当的。要指出的第一点是，到20世纪70年代中期，常规的共振实验研究已趋于衰退。[14]在过去15年甚至更长的时间里，实验者一直在追求细节研究，正如下面讨论的，活跃的组分夸克模型的唯象传统一直致力于对已积累的数据进行分析。但理论背景在十一月革命后发生的变化使组分夸克模型边缘化了，以前从事共振研究的许多实验者试图在更大的被认可的意义上来重新发挥其专长(例如粲粒子或重子偶素的研究)。实验上支持这方面的这种裁撤，加上共振物理学研究的热情在革命后的整体下降，将组分夸克模型的建模者置于一种困难的境地。他们的研究并不缺少研究主题——传统共振物理学的问题并非全都解决了——但这种研究的读者群(理论家以及实验者)迅速消失了。组分夸克模型建模者的一种可能的选择是放弃现有活计，尽量到新物理学里去寻找市场。[15]还有一种不那么极端的选择是：将组分夸克模型与量子色动力学结合起来，在新物理学里找出共振现象研究课题。

组分夸克模型从旧物理学到新物理学的重新调整的决定性一步是由规范理论家跨出的。1975年，在十一月革命闹得最热的时候，哈佛大学和麻省理工学院的理论家们将粲偶素模型基本公理的应用范围扩大到传统强子上。[16]他们假设，不论是轻夸克还是重夸克系统，长程约束力与夸克的味和自旋无关。这个假设直接隐含了地道的SU(6)强子对称性，它构成了组分夸克模型传统分析的出发点。但是，哈佛大学和麻省理工学院的理论家随后偏离了标准组分夸克模型，他们假设造成SU(3)对称性破缺的唯一原因是夸克的质量(s夸克要比u夸克或d夸克更重)。这与量子色动力学的“味盲”性质正好并行不悖。当这个假设与“所有短程夸克间力均遵循单个胶子交换原则”这个进一步假设结合起来后，相对明确的SU(6)对称性破缺模型便呼之欲出了。这一模型包含了组分夸克模型业已确立的一些质量公式，而且能够提供更多的信息。例如，在量子色动力学启发下建立的模型解释了质量差$\Delta-N$，$\rho-\pi$和$\Sigma-\Lambda$的大小和正负，这些量只需通过自由参数的调整便可由传统的组分夸克模型分析给出。

316

从各种新模型提供了对以前靠任意设定的参数的计算这个意义上讲，它们可看做是对早先组分夸克模型的一种进步。当然，在1975年，哈佛小组是这样来看问题的：“我们可以看到一种机会来临了”，他们写道：“当强子谱的

主题就像它现在所呈现的那样被公认为非常有意思的时候，它就不再是真正基本的了。强子质量、宽度和截面即使无法精确计算也很快被“理解”了。”[17]面对当时一股脑地涌向规范理论和新物理学的潮流，许多粒子物理学家们显得无可奈何。但工作仍有待去做。早期的各种量子色动力学启发下建立的模型，其复杂性与10年前组分夸克模型有一比。改进的思路很简单：重蹈一遍组分夸克模型的历史发展，只是现在是从微扰型量子色动力学的假设开始。但在20世纪70年代中期，规范理论家既没有这方面的技术专长，也不愿进行这方面系统训练。而与此相反，组分夸克模型的坚定支持者则是二者兼备。第一批试水的夸克建模者分别来自加拿大的两所大学：多伦多大学的内森·伊斯格尔(Nathan Isgur)和圭尔夫大学的加布里埃尔·卡尔(Gabriel Karl)。[18]从1977年开始，他们发表了多篇关于强子谱的基于量子色动力学的组分夸克模型分析文章。[19]其他夸克建模者随后跟进。[20]组分夸克模型的这种爆发式活动的结果是，以前由任意参数描述的(或完全不能描述的)强子谱的许多特征现在用微扰型量子色动力学建议的对称破缺参数形式就可以描述了。如果人们接受了量子色动力学方法的基本假设，那么以前一度被认为是随意性的事实现在都可以理解成基本理论结构的一种表现。

317 重装上阵的组分夸克模型从而成为处理传统强子谱的一种新方法。更重要的是它有助于将这一领域工作与新物理学更大范围的背景联系起来。一旦他们信奉了微扰量子色动力学的原理，夸克建模者便可以利用新物理学理论和实验的行事程序来为自己的工作辩护(反之亦然)。而且，正是由于这些原因，量子色动力学的出现被70年代末的夸克建模者看成为是一种明显的进步。例如，组分夸克模型的先驱者之一格林伯格的下述说法就代表了相当多数夸克建模专家们的一种看法，他将伊斯格尔和卡尔的工作形容为“量子色动力学应用于组分夸克模型的巨大成功”，是“对重子谱基本理论的重要推进。”[21]

因此，随着70年代行将结束，组分夸克模型已经从旧物理学转向新物理学，这使夸克建模专家和新物理学家都感到满意。具有讽刺意味的是，高能物理界里对组分夸克模型的这种复兴基本没留下深刻印象的是实验方面专家。他们早已撤离传统的共振物理学，且基本没想到要返回，尽管这一领域与量子色动力学之间有着新型关系。受量子色动力学启发的当代组分夸克模型方面的理论工作与量子色动力学到来之前的情形很相似，它们关注的是强子谱的细节而不是突出和重要的新现象。一般而言，实验物理学家与规范理论家持有相同的观点——强子谱“有趣，但已不再是真正基本的了”——他们的注意力仍然在其他方面。[22]

11.3 量子色动力学与硬散射

刚刚综述的量子色动力学在后革命年代的全景式发展很重要，但这种发展本身并不足以保证其确立。它们只覆盖了有限的实验领域，还有很多问题没触及到。这样判断的理由如下。共振谱实验的标准做法是用质子同步加速器产生的强子束轰击固定靶。典型的共振产物是衰变到一些较低质量的(准)稳态强子，这些强子被探测到，然后利用相对运动原理推出原共振态的属性。现在人们发现，高能物理实验中每次碰撞产生的检出粒子(一般是 π 介子)数量随束能量的提高已经增多到这样一种程度——在 70 年代高能机器(即费米实验室的质子同步加速器 PS、CERN 的 SPS 和 ISR)产生的低质量共振态的衰变产物已被淹没在数量巨大但无关的背景粒子中。因此在一般情况下，高能 318 机器不是理想的强子谱研究工具。对于普通强子和重子谱，旧的低能机器——如CERN 的 PS 和布鲁克海文的 AGS——已足堪大用，因此成为技术上的首选。当然，费米实验室的 PS、SPS 和 ISR 是那种有足够大能量通过纯强子过程来研究粲数和 b 夸克系统的产生和粒子谱的机器，但即便如此，它们的这种独特的高能量下多粒子产生的实验研究方法基本上没有在量子色动力学发展的进程中留下多少印记。类似的判断也适用于其他实验领域。与强子实验比较起来，用轻子束(SLAC 上的电子，质子同步加速器的 μ 介子和中微子)轰击固定靶的实验从粒子谱数据源的角度看效率明显不高。如果从对强相互作用的角度来看，它们的兴趣主要在调查硬散射的标度无关性现象，而在这方面，多粒子产生过程要明显优于共振过程。当然，e^+e^- 机器从许多方面来说都是研究粲数和 b 夸克系统的理想工具，但即使是在这方面，量子色动力学的粒子谱研究也没有什么可说道的实验。这种实验上的缺失还可以从 PETRA 没能发现 t 夸克上强烈地感受到。PETRA 的能区远高于尤普西隆的质量，因此在这个“沙漠”地带，粒子谱研究不能为搜寻有趣的现象提供指导。

因此，量子色动力学粒子谱学只能围绕着高能强子-强子、轻子-强子和轻子-轻子(e^+e^- 对)物理这样的实验方案做些外围研究。然而，在粒子谱发展的同时，还成长出了基于量子色动力学的硬散射唯象研究新传统。这些研究继承了第 5 章讨论的部分子模型的传统，成为我们在这里首次遇到的高能实验方案的中心。量子色动力学理论家从这些方案中得到支持，同时他们的工作又有助于构成后续实验的主题。在 70 年代里，硬散射实验传统成长为高能物理实验室的主导性研究，完成了实验实践上的规范理论转接，为新物理学的建立打上了印记。

接下来，我将通过三个小标题来讨论硬散射实验的兴起。首先是轻子-强子散射。它对于量子色动力学具有典范性的参考价值。量子色动力学预言了

对部分子模型严格标度无关性的偏离，对这种偏离的观测对于确认量子色动力学的有效性具有判决性意义。我们将看到，在这一事例中，事态的发展并不那么简单。在第二个小标题下，我将讨论 e^+e^- 湮灭。这里，量子色动力学的胶子被用来填补能量高于尤普西隆的“沙漠地带”，从而使我们看清 PETRA 和 PEP 上实验研究的意义。最后，我将讨论 CERN 和费米实验室的硬散射实验传统的演变。这些传统与量子色动力学的关系最为含糊，但许多实验者(和理论家)一直在努力减少这种歧义性。

因此，下文的重点将放在实验与理论的相互关系上，但纯理论的发展有必要先予以讨论。量子色动力学理论家对部分子模型的接管以及随之而来的硬散射实验传统的盛行，是在两个不同阶段里进行的。第一阶段始于 1973 年零质量规范理论的渐近自由概念的发现。借助于算子积展开和重整化群技术，理论家们认为，量子色动力学可以为经典硬散射过程——深度非弹性轻子散射和电子-正电子湮灭——的部分子模型分析提供理论依据。对于前者，部分子模型解释了目前观察到的标度无关性现象；对于后者，该模型预言了 R 的恒常性。由于其渐近自由性质，理论家们认为，量子色动力学可以在限定的能量范围内重新给出这些预测结果，但如果在更大的能量范围上来测量，我们应该能看到对部分子模型预言结果的小的修正。正如在 10.1 节里提到的，量子色动力学对 e^+e^- 湮灭的预言是，R 在高能下应渐近向下趋于一个常数。更重要的是，在高能深度非弹性散射数据中应该有望检测出计算给出的标度无关性破坏的证据。

在这个阶段(1973 年起)中，强调这一点是重要的：量子色动力学只能为部分子模型预测结果中的有限部分提供理论依据。由于技术上的原因，量子色动力学的算子积和重整化群处理对于部分子模型能处理的其他过程——强子-强子碰撞中的轻子对产生和硬散射——的分析还无能为力。这种方法也不适用于分析深度非弹性散射或 e^+e^- 湮灭的强子末态的细节分析。[23]因此，量子色动力学的出现有助于将部分子模型涵盖的现象分为两类：一类是采用现有理论就可以进行量子色动力学分析的现象；一类则不是。正如人们所料，理论家最初寻求的是改进他们对前一类过程的分析。后一类还不在量子色动力学的分析范围之内，实验传统也是继续在部分子模型提供的概念框架内发展。不过，越来越多的理论家开始逐步寻找新的技术，以便使微扰量子色动力学延伸到能够覆盖部分子模型的整个应用范围。这种探索最终导致从 1977 年年底到 1978 年年初理论上围绕新的量子色动力学计算方案的一场研究热潮。在新的处理方法中，人们看到量子色动力学确实可以应用于部分子模型所描述的所有常规过程，因此，到 1978 年，量子色动力学取代硬散射物理进入第二也是最后阶段。

新的计算方法是一种“直观微扰论”的处理方法。[24]它与量子色动力学原初的“形式”方法的不同之处可依据理论家如何处理胶子而带上明显特征。胶子彼此之间以及胶子与夸克之间的相互作用反映出量子色动力学的特点。在量子色动力学的“形式”处理下，胶子以简单微扰性费恩曼图的形式出现在一些闭环内，重整化群的 β 函数据此得到计算，物理量的预测由形式场论的运算给出。在直观微扰论方法中，由于夸克可以发射出任意数量的胶子，因此理论上要计算无限多组(但限定性的)的费恩曼图。在进行这些计算时，理论家严重依赖于量子色动力学和量子电动力学之间的相似性类比。好在 20 世纪 60 年代和 70 年代里，人们在有关含任意数量光子的量子电动力学计算方面已经做了大量复杂的理论工作，因此量子色动力学直观微扰方法的发展，实际上是对量子电动力学的成熟技术和结果的一种类比性引入(当然会考虑到两种理论群结构上的差异)。[25]

一旦看清了如何借重量子电动力学资源的路径，许多理论家便投身于发展量子色动力学的直观微扰方法的热潮中。[26]到 1978 年年中，下列成果已被普遍接受：出现在微扰理论中的胶子可以分为 3 类：“软的”、“共线的”和“硬的”。软胶子是那种以较低能量和动量出射的胶子，共线胶子是指那种具有高的动量且以出射方向平行于发射夸克的胶子，硬胶子则是指具有大的垂直于发射夸克方向横向动量的胶子。在微扰理论中，软胶子和共线胶子的效应可以通过重新定义部分子模型分析所用的结构函数来考虑。这个重新定义的结构函数纳入了量子色动力学形式处理所预言的对标度无关性的偏离，从而使所有现有的形式化处理的预言结果都可以从直观微扰方法中重新导出。更重要的是，在后一方法中，重定义的结构函数可以看成是**普适的**：它们可用于部分子模型的所有标准应用中，而不仅仅适用于形式处理的对象。因此，直观微扰方法的发展完成了量子色动力学对部分子模型的兼并：部分子模型的所有基本结果都可以重新导出，小到对严格标度无关性行为偏离的预言和计算。

321

除了理论范围的这种扩展之外，量子色动力学的直观微扰方法还带来一种额外的好处。在微扰理论中第三类胶子——硬胶子——无法通过结构函数的重定义而被纳入新理论框架。相反，硬胶子发射将导致新的物理现象，它们与部分子模型所描述的现象非常不同。这种现象可以从对简单的量子色动力学一阶图的计算中得到。对它的预测颇受高能物理实验者的欢迎。正如我们将会看到的，硬胶子现象构成了实证研究的新的重点，实验者将围绕这一现象来部署其实践。

轻子-强子散射和标度无关性破坏

量子色动力学诞生于 1973 年，那时零质量规范理论被证明是渐近自由

的。按照 SLAC 的实验观察结果，以及夸克-部分子模型的描述，渐近自由意味着在有限的能量范围内，轻子-强子散射应该表现出严格的标度无关性。而在大的能量范围上，标度无关性的破坏预期应能够计算出来。这种预期可看做是对量子色动力学的有效性的一种潜在的严格检验。预期的标度无关性破坏取对夸克-部分子模型结果的修正形式，即随 q^2/Λ^2 的对数变化，其中 q^2 是轻子-强子散射过程中轻子与强子系统之间动量转移的平方，Λ^2 是标度无关性参数。Λ 不是由量子色动力学指定，而是由对标度无关性的早期实验观察结果推定，这意味着它应当在 1 GeV 量级。反过来这又意味着，由于对数是其自变量的慢变函数，因此实验上对很大范围的 q^2 值都有必要进行部分子模型预言和量子色动力学预言之间的鉴别。

实验。正如我们所看到的，到 1973 年，部分子模型已经是轻子-强子散射实验计划的标准理论基础，随着量子色动力学的出现，实验者获得了新的

322 目标：通过足够精确的测量来确立部分子模型预言的**偏离**性质。在 1975 年里，从 SLAC 深度非弹性电子散射得到的数据似乎表明，标度无关性不是严格成立的。在同一年里，用费米实验室次级 μ 子束进行的高能实验也显示出类似的偏离行为。[27]但是，SLAC 的实验缺乏对 q^2 范围的估计，而费米实验室的实验则缺乏确定标度无关性破坏的确切形式所需的精度。因此显然需要有更多的实验来弥补这些缺憾，而轻子-强子散射实验已具备非常成熟的传统——特别是中微子-强子散射实验，还被看做是弱相互作用物理的关键——故这类实验特备值得期待。这里我不想讨论具体的实验，而是像 1978 年 8 月在东京召开的高能物理会议(第 19 届罗彻斯特会议)上所陈述的那样，对有关标度无关性破坏的总体研究状况作一勾勒。这种研究模式自那时出现以后就一直持续到那个 10 年年终及其后。

加州理工学院的菲尔德(R. D. Field)在东京会议的全体大会上对量子色动力学在硬散射现象的许多推定性应用的现状进行了综述。[28]菲尔德首先将量子色动力学的预言值与由 SLAC 和费米实验室得到的电子-质子和 μ 子-质子散射数据进行了比较。量子色动力学根据单一的、事先未知的标度无关性参数 Λ 给出了结构函数的渐近形式。菲尔德展示了量子色动力学对实验数据拟合的具体结果：Λ 值在 0.5 GeV 附近，如图 11.2 所示。[29]从中可见，对于固定的 $x(=1/\omega)$，标度无关性破坏明显依赖于结构函数 νW_2 与 q^2 的函数关系：如果标度无关性是严格成立的，就不存在这样的依赖关系。正如从数据得出的实线所示，实验观测到的标度无关性破坏可以很容易地通过适当选择 Λ 来处理。菲尔德评述道："数据显示出在大 x 时呈下降趋势，而在小 x 时随 Q^2 而增大，这与量子色动力学的预言结果非常一致。"[30]菲尔德接着讨论了在 CERN SPS 上用 BEBC(欧洲大泡室实验)对中微子和反中微子散射实验中标度无关性破坏

进行测量得到的最新结果。这里再次发现，如果 Λ 的取值在 0.5 GeV 附近，那么结构函数值的分布与量子色动力学的预言值是一致的。不仅如此，CERN 的数据足够精确，允许我们对结构函数的各阶“矩”进行有意义的计算。这些矩代表着结构函数的不同权重的积分，它们的比值可以直接从量子色动力学得出而无须任何自由参数。[31]在会上，菲尔德展示了 CERN 的矩比值分布图(图 11.3)，由图可见，理论与实验之间存在非常好的一致性。[32]在图 11.3 中，由实验数据拟合直线的斜率由量子色动力学的相关算子的反常量纲(见 7.1 节)给出，正如菲尔德指出的：

323

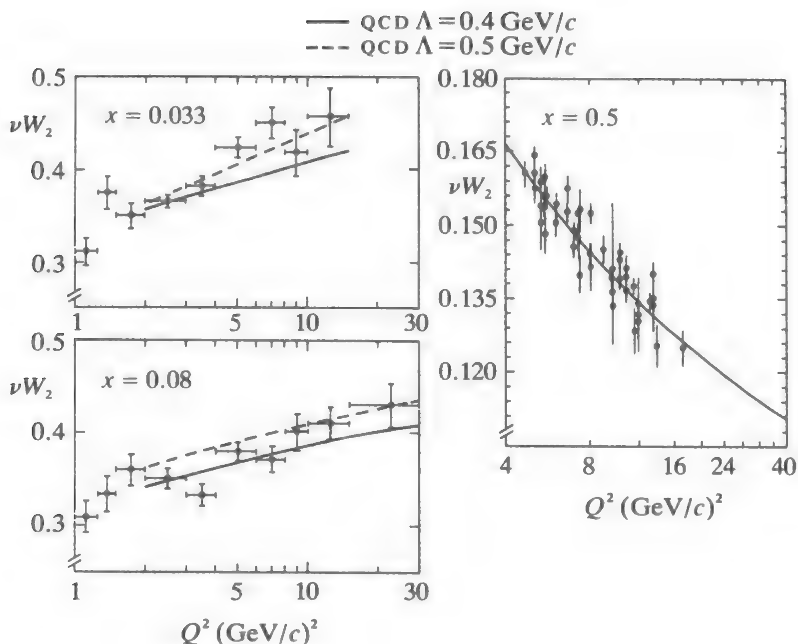
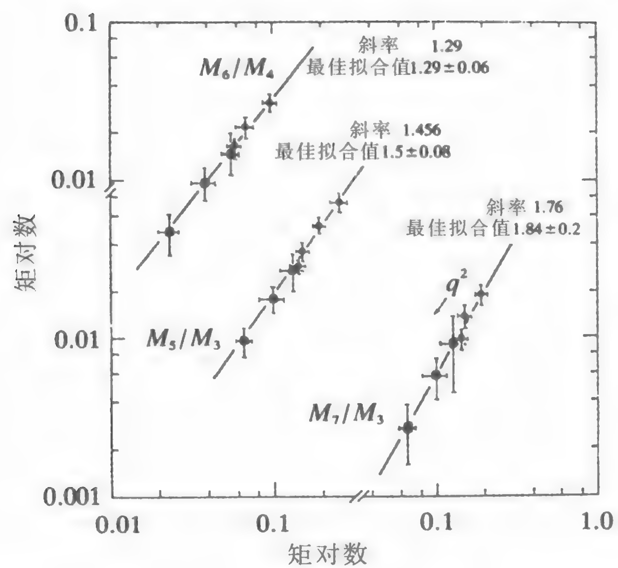


图 11.2　非弹性电子-质子散射和 μ 子-质子散射过程中的标度无关性破坏：νW_2 关于固定值 x 的动量转移(Q^2)的函数。实线和虚线分别代表取不同 Λ 值时量子色动力学的预言值

量子色动力学的反常量纲……的预言在大约 10% 的置信水平上与实验数据相一致。这是迄今为止对量子色动力学的最令人印象深刻的检验。我们还记得，幼稚的部分子模型曾预言，所有排在图 11.3 中直线上的数据将位于一个点上(即不依赖于 Q^2)。[33]



0.1
0.01
0.01
0.001
0.01
0.1
0.1
1.0
矩对数
矩对数
M_6/M_4
斜率 1.29
最佳拟合值1.29±0.06
斜率 1.456
最佳拟合值1.5±0.08
M_5/M_3
斜率 1.76
最佳拟合值1.84±0.2
q^2
M_7/M_3

也许对1978年的理论现状最准确的描述是“令人糊涂”。对标度无关性破坏的高阶修正计算非常复杂，专家们彼此间的意见很难一致。在东京会议上，费米实验室理论家小组的穆塔(T. Muta)报告了他们通过协作给出的计算结果。费米小组一直努力将他们的结果与其他作者的结果进行比较(由于采用不同的计算程序，比较过程非常复杂)。穆塔这样说道：[325]

> **通过仔细考虑各方案的不同之处后我们发现，我们的结果与AEM(Altarelli，Ellis和Martinelli)等人的结果是一致的，但与DGP(De Rújula，Georgi and Politzer)的结果存在小项上的不同……在考虑了处理质量奇点的差别之后我们发现，我们的结果与金斯利(Kingsley)和AEM是一致的，但与艾哈迈德-罗斯的、威滕的、卡尔沃的和欣奇克利夫-卢埃林-史密斯的结果不一致。**[35]

在1978年和1979年期间，这些差异(根植于计算的复杂性而非基本原理上的分歧)和其他一些问题或多或少地被挑出来，出现的情形大致如下。量子色动力学的预言继续拟合数据，包括CERN的新的测量结果；但也不断有各种反驳提出：在量子色动力学对标度无关性破坏的预言中，应考虑许多非渐近项的贡献，但不是所有这些项都已被计算；被省略的某些项原则上可以通过微扰计算给出，只要理论上足够努力。其他一些反驳则起因于禁闭效应。这些效应内在地就是非微扰的，只能通过模型的估计给出。因此人们认为，现有量子色动力学的计算与标度无关性破坏的实验数据之间的一致性有可能是偶然的：完整的计算结果——包括当前能量下所有的微扰和非微扰项——很可能完全不同于目前近似下的结果。相反，鉴于问题的复杂性，可以想象，任何可重整化理论在目前可观察的能量范围内都会给出类似的结果，类似的观点不一而足。根据实验数据对量子色动力学给予支持或反驳成为高度技术性问题——确实不像热衷于量子色动力学的理论家们曾希望的那样清晰明了——但我不打算对此做进一步探讨了。[36]

因此，即便是到了20世纪80年代，粒子物理学家还是无法确信深度非弹性散射中的标度无关性破坏能够证明量子色动力学的有效性。但是，这个问题无碍于量子色动力学继续成为该领域实践的核心。理论家对非渐近项对标度无关性破坏的贡献进行了复杂的微扰计算，借助于第二和第三代实验(特别是CERN SPS上高品质中微子和μ子束可用以后的实验)对标度无关性破坏参数进行了更准确的认定。唯象理论家与这两个小组始终保持着令人满意的合作关系。量子色动力学的有效性可能没法根据演绎逻辑来证明，但这丝毫不影响这一理论成为物理学这一分支的坚不可摧的核心资源。[37] [326]

正负电子湮灭和喷注

1978 年年底，新的正负电子对撞机——PETRA——在德国电子同步加速器研究所(DESY)开始运行。1980 年，SLAC 的类似机器——PEP——开始实验运行。PETRA 和 PEP 都是高能装置，旨在实现质心能量达到 40 GeV 左右。它们开辟了一个高于 SPEAR 和 DORIS 能量的大的能量范围，实验者都热切希望利用这一点。现在的问题是：如何寻找实验对象？一个明显的目标是 t 夸克，但正如前文所述，t 夸克本身是禁闭的。[38]因此量子色动力学理论家只好求助于寻找“三喷注”事例，实验者立刻响应。这里我先解释一下“喷注”的概念，然后再回到三喷注事例本身上来。

在 5.5 节我们看到，部分子模型的最早应用之一是电子-正电子湮灭。这里，e^+e^-湮灭形成的虚光子被认为可物化为一个夸克-反夸克对。而夸克和反夸克经过“打扮”变成通常的强子。这样推理下去便可给出对 e^+e^-湮灭产生强子的总截面的预测(至于 *R* 危机及其解决，见第 9 章讨论)。但是，并非所有部分子模型的建模者都仅仅满足于总截面预测。在 1969 年和 1970 年，曾有过几次对 e^+e^-湮灭产生的强子的结构细节进行预言的尝试。[39]这些尝试的共同特点是，夸克被认为打扮成强子的“喷注”——所有沿母夸克(或反夸克)方向运动的粒子的喷发，只有一小部分动量是垂直于这个方向的。[40]每个夸克都可能转换为喷注，因此，由 e^+e^-湮灭产生的强子预计将显示出二喷注结构。图 11.4 图示了这种结构。

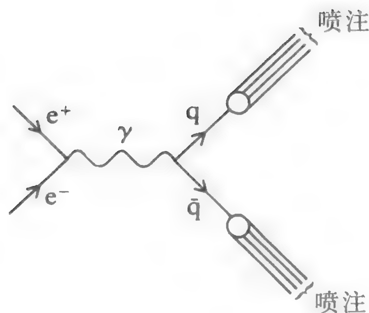


图 11.4　部分子模型描绘的正负电子湮灭产生二喷注的图像

早期部分子模型的发展很多都是由 SLAC 理论组的成员做出的。1975 年，SPEAR 实验者对双喷注事例的观察得到了回报。盖尔·汉森(Gail Hanson)对 SPEAR 的高能数据分析后发现，强子往往以两个背对背喷注的形式出现在 e^+e^-相互作用区。[41]此外，观察还发现，喷注产生截面对喷注与束轴之间的夹角有有趣的依赖关系。这种依赖关系由量子电动力学对自旋 1/2 粒子对(如夸克

327

对)产生的计算给定，尽管事实上检测到的绝大部分粒子是自旋为零的介子。那些不借助夸克-部分子图像而对此予以解释的模型尽可以发挥自己的想象，但在十一月革命的高潮中，这些设想很少有人眷顾。[42]

早期关于喷注的讨论都是在夸克-部分子模型的基础上进行的。但像标度无关性研究一样，随着量子色动力学的诞生，喷注物理发生了转向。1976 年，欧洲核子研究中心的 3 位理论家——约翰·埃利斯、玛丽·盖拉德和格雷厄姆·罗斯——提出，三喷注像二喷注一样也应能在 e^+e^- 湮灭过程中看到。[43]他们认为，按照量子色动力学，当原有夸克之一放射出“硬”胶子(即携带大的横动量的胶子)时，就会出现三喷注事例：这个硬胶子会转变成第三道强子喷注，如图 11.5 所示。[44]

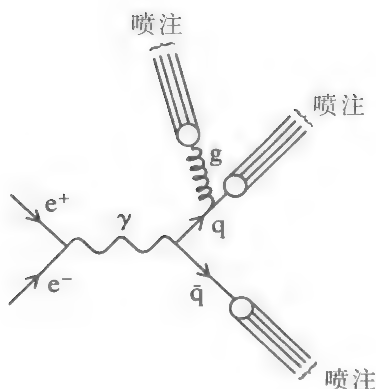


图 11.5　微扰量子色动力学给出的三喷注产生示意图

硬胶子的发射率由量子色动力学的夸克-胶子有效耦合常数 α_s 确定。在微扰考虑适用的高能区域，这个耦合常数远远小于 1，因此发生三喷注的事例预计将远远少于二喷注事例。此外，虽然 e^+e^- 湮灭预计在尤普西隆能区可看见三喷注形成的迹象，但三喷注事例的清楚证据只有在 PETRA(以及后来的 PEP)这样的更高能量范围才能得到。[45] 328

PETRA 实验者仔细研究了这些预言，随即在新机器上展开了实验，用于喷注数据分析的电脑程序也已成熟。[46]这个观察很值得重视，因为它非常清楚地展现了量子色动力学在 70 年代末 e^+e^- 实验上的核心地位。随着 PETRA 在 1978 年年底投入使用，正负电子对机器上实验的整体格局已或多或少地成为标准的运行模式。在 SPEAR 上，实验者将他们对二喷注的研究模式应用到最新探测器 Mark I 的实践上，目的是让计数器尽可能完全地围绕正负电子相互作用区域，以便探测到出现的每个粒子。[47]因此，这一实验艺术的奥妙在于尽可能多地收集数据以便数据分析。如今，虽然我们很容易描述二喷注或三喷

注事例，但从原始数据来鉴定这些现象则完全是另一回事：粒子必须被识别出来，要测量其动量，对喷注的轴进行调整，对沿着这些轴线纵向动量和垂直于这些轴的横向动量进行计算，等等。这个过程对于二喷注事例相对简单，这时实验者可假定存在一根喷注轴线(两个喷注背靠背出现)，但对于三喷注事例则极其复杂，因为这时涉及 3 个独立方向，哪个是主轴是未知的。从分析角度考虑，如果没有量子色动力学专家的提示，三喷注事例似乎不大可能成为实验研究课题。当然，它们不是那种通过对数据作有序分拣就可以得到的东西。正如 PETRA 的实验大家比约恩·维克(Bjorn Wiik)所说的那样："没有精心的处理人们不可能看到胶子喷注。"[48]

在量子色动力学理论家的提示下，PETRA 实验者搜寻三喷注事例。第一批有关数据在 1979 年年中召开的高能物理会议上公布。[49] 4 个早期的三喷注候选事例如图 11.6 所示。[50]其中实线表示离开正负电子相互作用区域的带电粒子轨迹。329 每根线的长度成正比于粒子测得的能量。在每个事例中我们均明显看出粒子有成群按三个方向喷射的趋势。图中虚线对应于实验者计算给出的喷注的轴。

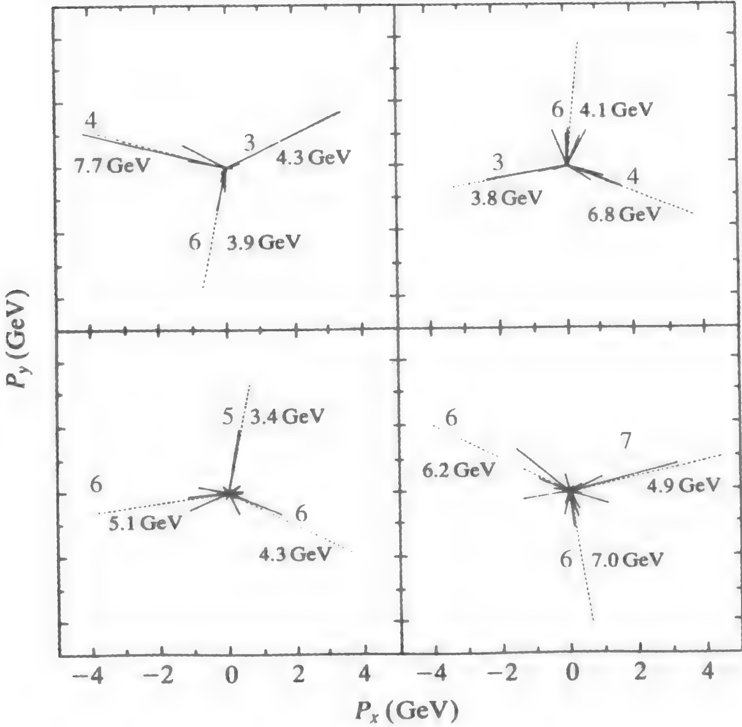


图 11.6　PETRA 上的三喷注事例。P_x 和 P_y 分别是相对于传统坐标系的粒子动量(各分支上的数字是分支上的带电粒子数——译注)

PETRA 的观测结果对理论家和实验者都是个鼓舞：对理论家来说，它们代表着对量子色动力学的硬胶子发射基本图像的支持；对于实验者，它们代表一种新的、有必要进一步调查的现象。但它们并没有被高能物理界看成量子色动力学有效性的确凿证据(大众媒体对此的反应则不同)。[51]在可以下此结论之前还有许多障碍需要克服。最明显的是，我们不可能逐个地对三喷注事例与强子在方向和能量上的涨落做出真正区分——尽管强子实际上是随机地出现在相互作用区域的，但偶尔它们也会以三喷注的形式聚集在一起。

为了反驳这种论点，PETRA 的实验者对大量样本事例进行了复杂的分析，包括运用复杂的“蒙特卡罗”模拟。这项工作表明，三喷注事例的速率和整体特征与量子色动力学所期望的结果是一致的，但需要在理论上引入复杂的考虑。例如，虽然量子色动力学提供了关于硬胶子发射的预测，但它并没有指出胶子和夸克是如何以强子喷注形式现身的。这种现身机制显然与禁闭问题有关，而后者在量子色动力学里并没有解决。实验者填补了这个缝隙，它既可以解释成看到的是数据的宽谱特征对现身机制[52]不敏感，也可以根据“碎裂函数”来描述。这些函数是对描述深度非弹性散射分析的结构函数的类比，被用作给定动量胶子(夸克)到指定特征的强子的一种非微扰现身参数。碎裂函数既可以通过对数据的总体特征进行拟合来构建，也可以建立在某些简单的禁闭模型基础上。它们的使用是我们能够对 e^+e^- 对撞的数据进行更详细的分析。例如，我们可以从三喷注的发生率得到对量子色动力学耦合常数 α_s 的定量估计。但是，这种估计被证明对碎裂函数的选择很敏感。它们不可能被视为对粒子本身的直接测量，也不可能被当做对量子色动力学无可置疑的确认来看待。[53]

330

因此，在 70 年代后期，高能正负电子实验的境况与深度非弹性轻子-强子散射有几分相似。量子色动力学不能单独用来给出详细、明确的预言，但与不同的模型和假设结合起来形成的微扰量子色动力学则可以用作激励一种世界观——此刻就是三喷注现象的解释。实验者有工具来探讨这些现象，他们产生的数据又进一步增强了理论上的唯象研究。与其他地方一样，量子色动力学无疑是高能正负电子物理理论和实验上的核心。

强子-强子相互作用中的硬散射

在 5.5 节，我们依据部分子模型讨论了强子-强子物理中的两类现象：轻子对产生和大横向动量强子的产生。在本节中，我们来描述对这些现象的认识是如何在 70 年代里发展的。

轻子对产生。在 20 世纪 60 年代，对单举轻子对产生($pp \rightarrow \mu^+\mu^-X$)的理论兴趣主要集中在对弱相互作用的中间矢量玻色子(IVBS)的检测上。但正如

331

所述，为此进行的实验失败了。然而在60年代末，夸克-部分子模型的出现构成了一种新的语境，使得实验研究得以蓬勃发展。早期的部分子模型可以描述现有数据的总体特征，单举轻子对产生以德雷尔-颜(东茂)过程而著称，正是为了纪念这两位最有影响力的部分子模型分析的发明者。随着J/ψ在布鲁克海文被发现，对强子-强子碰撞产生轻子对的研究在十一月革命期间得到进一步加强。同样，费米实验室于1977年在轻子对实验中发现了尤普西隆，也使得实验者投入这一研究的积极性丝毫没有放缓。当然，对于轻子对截面上出现的ψ和尤普西隆窄峰，必须采用不同于德雷尔-颜机制的理论分析方法。但有关峰值和连续体的数据通常来自同一个实验，这两种理论语境促进了实验的统一传统的增强。轻子对实验在70年代的蓬勃发展主要得益于高能机器：欧洲核子研究中心的ISR、费米实验室和谢尔普霍夫的质子同步辐射加速器。[54]起初，部分子模型提供了德雷尔-颜机制研究的解释语境，到了1978年，新的基于量子色动力学的直观微扰处理方法不仅加强了这种解释语境，而且大大扩张了其研究内容。根据量子色动力学，轻子对产生的基本图像就是标准部分子模型的图像，如图11.7(a)所示。然而，量子色动力学根据硬胶子发射的实验事实预言，这种图像需要修正。第一阶修正(含衰减因子α_s)取如图11.7(b)的形式。

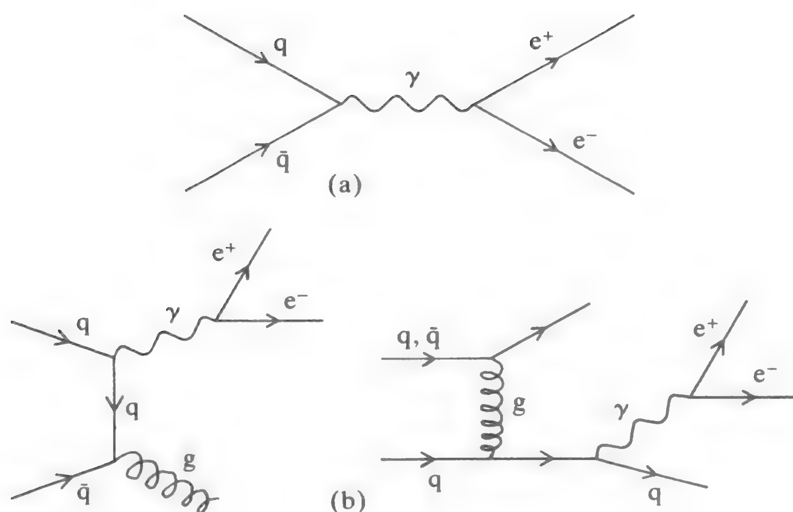


图11.7 强子碰撞下的轻子对产生(图中仅显示了参与相互作用的夸克)：(a)最低阶量子色动力学图像；(b)由硬胶子交换引起的一阶微扰修正

按照定义，硬胶子的出射方向相对于母夸克具有大的横动量，因此图11.7(b)的左图应改换作右图，即轻子对应该在明显与束-靶轴成大角度的方

向上，以带有大的横向动量(p_T)的方式产生。到1978年年中，这一预言已成为高能物理对量子色动力学进行新的检验的重点。从取得的数据上看，这一检验令人满意。在东京会议上，威斯康星大学的理论家哈尔曾(F. Halzen)报告道，我们得到了量子色动力学对轻子对数据的定性拟合结果，取得了“一定的成功”，如果考虑到其他假设，还可以做到定量上的一致性。[55]然而对于标度无关性破坏的情形，与量子色动力学无关的一些因素会加入进来影响到与实验数据的比较。即使是轻子对产生的定性描述，亦需要采用不可测量的胶子结构函数的假设。定量拟合则取决于强子内夸克的 p_T 分布的具体形式。这 332
一分布通过不确定性原理与有限大小区域内夸克禁闭相关联，因此量子色动力学理论家对这些问题还无能为力。在哈尔曾报告后，形势因数据积累而变得更加复杂。人们意识到，在标度无关性问题上，现有的分析中不适当地忽略了许多微扰和非微扰效应。这种对量子色动力学的新的检测，像标度无关性破坏的经典检验情形一样，被证明并非一种好的检验手段：对大 p_T轻子对的观测并不能证实量子色动力学。但不管怎么说，直观微扰处理确实将对这种正负电子对的观察作为一种实验上的重要现象来对待，从而有助于巩固和构建这一传统未来的发展。[56]

强子硬散射。我们现在来看与部分子模型有关的最后一项实验传统：强相互作用下的大 p_T 强子(LPTH)产生研究。大横动量强子研究的传统肇始于CERN ISR于1972年发表的三篇实验报告。报告指出，在ISR上观察到远高于已知软散射预期值的大 p_T 强子的过剩。正如我们在5.5节看到的，从部分子模型的角度看，这种过剩直接归因于强子成分的硬散射，部分子模型还阐明了进一步实验的必要性。在70年代，该领域(理论和实验)的发展非常复 333
杂，往往使人迷茫。这里我只能勾勒出一个大概。

从理论角度来看，大横动量强子现象最不利于进行部分子模型分析。与硬散射实验的其他情形不同，大横动量强子现象中不存在任何已知属性的光子(或中间矢量玻色子)，因此它只涉及中等能量水平的强相互作用动力学：如果部分子的行为像模型在其他应用情形下那样，表现得如同准自由强子成分，那么就不会存在大横动量强子。对此理论家试图通过猜测硬散射部分子-部分子相互作用的基本形式来化解这个矛盾。早期最有影响力的一个猜测是由斯坦福直线加速器中心的三位理论家布兰肯柏克勒(Blankenbecler)、布罗茨基(Brodsky)和古宁(Gunion)提出的，他们的模型称为组分交换模型。[57]组分交换模型的中心思想是：介子和夸克都是强子的活性成分。大横动量强子形成的基本过程被假设为夸克-介子散射过程中的夸克交换过程：例如，$\pi^+ + d \to \pi^0 + u$。由于介子通常被认为是 $q\bar{q}$ 复合体，因此组分交换模型对大横动量强子的处理尽管勉强，但它有很大的优点，就是它很有效。特别是ISR上的

最初实验测量表明，像 $pp \to \pi^0 X$ 这样的过程，其单举截面有 $1/p_T^8$ 的依赖关系。这种行为通过量纲分析可以很快从组分交换模型导出。

在 ISR 的发现之后，在组分交换模型和其他部分子模型共同营造的氛围下，ISR 和费米实验室的实验者着手对大横动量强子进行更深入探索。这项工作的一个重要目的是要澄清大横动量强子的末态结构：如果一个具有大 p_T 的粒子出现在相互作用区，那么其他粒子会怎样？它们会簇拥在大 p_T 粒子周围吗？会在相反方向上出现另一个大 p_T 粒子吗？动量会以更加微妙的方式平衡吗？[58]这方面的研究进展主要取决于探测器技术的发展(见第 12 章)，因此相对缓慢。不过，到 70 年代中期，普遍认可的图像是：大 p_T 强子是喷注家族的典型成员，类似于正负电子湮灭时出现的那些喷注。1977 年费米实验室发表的第一篇关于"量热计"实验的结果对这一图像的接受产生了重要的推动作用。[59]在早些时候的实验里，探测器采用的是单个大 p_T 粒子触发方式，但后来的这些实验采用了喷注触发方式：用大的"量热"探测器捕获尽可能多的粒子，并采用电子学计数技术记录下携带大 p_T 粒子的喷注事例。[60]费米实验室量热实验组的一个主要发现是，喷注事例出现的次数大约是携带同样 p_T 的单粒子事例的 100 倍。这既是对实验者的鼓舞(他们乐于研究大散射截面现象)，同时也证实了此前的猜想：喷注现象是以大横动量强子为基础的，而且单个大 p_T 粒子主导的喷注只占很少一部分。[61]

334

到 1978 年，大横动量强子产生已成为此前由正负电子湮灭物理所确认的喷注现象的另一种实例。同时，理论家则用直观微扰方法将量子色动力学扩展到处理大横动量强子。后者的喷注图像非常适宜处理这类现象。大横动量强子的总体特征被拿来支持扩展的量子色动力学分析，后者反过来又为大横动量强子的进一步研究提供了背景。量子色动力学的这种构造作用的一个明显的例子是对大横动量强子的单粒子单举数据的处理。在量子色动力学看来，初始硬散射相互作用是硬胶子交换行为，预期将导致 $1/p_T^4$ 的单举截面依赖关系。不幸的是，如上文所述，早期的数据显示的却是 $1/p_T^8$ 的依赖关系。因此最初人们排除了将胶子交换作为大横动量强子产生的基本机制，而倾向于像组分交换模型这样的部分子模型。但是，到 70 年代末，这种简单的论证不再流行。量子色动力学已经主宰了许多实验传统，理论家试图调和理论预言与顽固的单粒子数据之间的分歧。人们对此进行了广泛的唯象分析，用夸克-胶子和胶子-胶子相互作用作为大横动量强子现象的基本解释，用结构函数、碎裂函数和(微扰的和非微扰的)标度无关性破坏等概念来论证。因此全副武装的理论家能够打败 $1/p_T^8$ 定标关系。结果表明，对于中等程度的 p_T(即已取得的 $1/p_T^8$ 测量值)，量子色动力学可以解释 $1/p_T^8$ 行为；不过对于较大的 p_T，预期仍有 $1/p_T^4$ 的依赖关系，这鼓励实验者付出必要的努力去测量非常小的相关

截面。到 70 年代后期，ISR 的新结果表明，单粒子截面确实随 p_T 的不断提高而变得越来越缓。在最大 p_T 处，实验数据显示，$1/p_T^4$ 行为可能会变得越来越明显，这是对量子色动力学图像的一种新的确认。[62]

在 70 年代末，从单个大 p_T 粒子到追求极端 p_T 事例的演变只是量子色动力学渗透到大横动量强子物理实验的一个简单例证。许多这样的例子不胜枚举，特别是在喷注方面，但这些现象的讨论需要大量的专业知识背景。因此在这里，我们用 ISR 实验的领导者皮埃尔·达里乌拉(Pierre Darriulat)在 1980 年关于大横动量强子研究的综述来结束本章：

335

> **困难的大横动量强子实验及其复杂的多体末态需要理论在相关测量和有效的数据呈示方面给予指导性建议。这种指导目前以量子色动力学方法为最佳，它最为成功地描述了现有数据，并具有强大的预言能力。希望在量子色动力学的框架内给予强相互作用动力学一种一致的和统一的描述为进一步实验提供了重要的激励。**[63]

因此，到 1980 年，量子色动力学不仅为大横动量强子实验提供了解释，而且成为这一实验的指路灯。大横动量强子实验的实验者的世界观统一在了量子色动力学理论之下。这一实验在新物理学的硬散射传统下占有一席之地。正如我们在下一章将看到的，这些传统以及那些致力于量子色动力学的强子谱的传统占据了当前实验研究的绝大部分内容。更引人瞩目的是，未来的强作用实验物理完全是按照新物理学传统的设想来进行的。高能物理界已整个地受到量子色动力学世界观的统治——强相互作用物理已成为夸克-胶子相互作用的同义语。

注释和参考文献

1. Close(1979, vi)。
2. Greenberg(1978, 381)。
3. Hey(1979, 523)。
4. Dokshitzer, Dyakonov and Troyan(1980, 271)。
5. 第 7 章的注 50 概述了量子色动力学非微扰处理的缘起。对于这一领域随后的一些发展，见 Gervais and Neveu(1976), Marciano and Pagels(1978)和 Gross, Pisarski and Yaffe(1981)。我不再进一步讨论这方面研究的原因是，在这里我们关注的是量子色动力学与实验实践的关系在 70 年代的演变。正如正文指出的，非微扰传统并不能直接担负这种责任：夸克禁闭问题尚未解决，也没有提出什么实验上可以解决的问题。不过，非微扰量子色动力学的间接影响值得注意。在量子色动力学唯象应用的同时，非微扰分析的

发展也越来越变得基本和重要。换言之，量子色动力学的非微扰分析保证了 QCD 唯象应用的合法性。因此，非微扰分析对于将纯理论研究、唯象研究和实验研究合拢来形成单一的共生群落是有贡献的——三者间相互扶持，共同成长。

336

在 20 世纪 80 年代初，量子色动力学的非微扰格点处理方法可以从实验结果中提取出有意义的预言，关于这方面的简要介绍见下面注 13。

6. 严格来说，有关现象属于那种电弱理论家和量子色动力学理论家都感兴趣的课题。然而以电弱理论为中心的主要实验传统——轻子-强子散射——也是支撑量子色动力学的众多基础之一，因此轻子-强子实验物理是围绕电弱理论和量子色动力学这两个因素展开的。更一般地，我们可以这么说，电弱理论与量子色动力学在实验上具有交叉共生的关系：推动量子色动力学产生的历史进程也加强了电弱理论的传统（反之亦然）。除此之外，我们还可以指出，量子色动力学和电弱理论在 20 世纪 70 年代后期兴起的另一项传统——大统一理论（见第 13 章）——上也存在共生关系。因此，有必要明确，对规范理论胜利的全面分析应同时考虑到至少三种量子色动力学传统（一个是非微扰的，两个唯象的）、电弱理论、大统一理论以及与它们不同程度地交织在一起的实验传统。在这个意义上说，量子色动力学的胜利要远比下面陈述的更复杂，牵扯到更多因素。在文中我的目的是要在从整体上展现一般模式的同时让讨论尽可能的简单。
7. 这里所谓“量子色动力学单独用来……”是指不借用外在假设的情形下用公认的场论技术直接从量子色动力学的拉氏量导出结果。
8. 见第 4 章注 53 给出的关于寻求 Z 共振（奇异重子）的讨论。
9. 奇异强子的存在性也可以由“对偶性”来论证。对偶原理是说，共振产生和雷吉极点交换提供了等效的强子散射描述。从这一原理我们可以推断雷吉轨迹之间的关系（直到 20 世纪 60 年代后期靴袢理论家和夸克模型专家都还信奉这一原理），重子轨迹的存在似乎是重子-反重子散射的自洽描述所必需的（Rosner，1968；重子偶素的对偶方法综述，见 Rosner 1974，267 ~ 272。在这里罗斯纳认为重子偶素态是“大量”存在的。见第 270 页他为解释这一点所注的附注）。
10. 对重子偶素的理论分析，见 Montanet，Rossi and Veneziano（1980，149 ~ 200）。这篇文章讨论了不下 6 种不同的模型，所有这些模型都给出了对重子偶素态的预言：“量子色动力学的对偶拓扑图像”；“MIT 袋模型”；“色化学模型”；“核物理处理方式”；“拓扑靴袢模型”，以及“量子色动力学的重子大 N_c 处理方式”。为了使读者对这一领域的理论工作的细节有所感受，我在这里简要概述一下麻省理工学院的袋模型。但首先需要指出的是，上面列出的处理方法中有两种是独立于量子色动力学的：核物理方法和拓扑靴袢方法。前者是常规核物理方法在核子-核子和核子-反核子相互作用上的扩展，后者是 S 矩阵靴袢模型的 70 年代版本（仍由 Geoffrey Chew 主张并阐述）。拓扑靴袢模型结合了对偶性（见前面注 9），从而直接给出对奇异态的预言。也正是 Chew 在 1976 年创造了“重子偶素”这一名称（见 Chew and Rosenzweig 1978，320。我感谢 B. 尼古列斯库向我指出这一点）。但值得注意的是，在 70 年代中期，靴袢理论很少得到积极的支持。受到追捧的无疑是量子色动力学所激发的理论实践，它为实验重子偶素物理的蓬勃发展提供了背景。关于拓扑靴袢理论的综述，见 Chew and Rosenzweig

337

(1978)。

麻省理工学院的袋模型最先是由 MIT 理论组在 1974 年初提出的(Chodos, Jaffe, Johnson, Thorn and Weisskopf , 1974)。在这个模型中，强子由液体内的蒸汽气泡表示。夸克被禁锢在气泡(袋)内，夸克之间的相互作用由交换单个胶子来描述(量子色动力学的一阶微扰近似)。MIT 小组构建了一个体现这一图像的简单计算方案，在随后几年里，MIT 和其他地方的理论家将这个袋模型延伸到涵盖整个强子谱：重夸克系统(含 b 夸克或 c 夸克)、轻夸克系统(常规强子)和重子偶素。对于后者，见 Jaffe and Johnson(1977)，Jaffe(1977a,b)。对于袋模型物理的专业性综述，见 Hasenfratz and Kuti (1978)和 Squires(1979)，通俗描述见 Johnson(1979)。

11. 最早也是最有前途的重子候选者——S(1936)介子——的发现史可以作为这种一般模式的实例。S 的存在是在 1974 年首次报告的(Carroll et al. 1974)。在布鲁克海文 ACS 的一次实验中，在对质子-反质子相互作用和反质子-氘核相互作用的总截面进行测量时观察到一个大的窄峰(这个峰对应于质量 1932 ±2 MeV，峰宽 9 ±4 MeV 的共振)。这个 S 粒子刚好具有预期的重子偶素态的属性，因此新的实验很快(在 CERN PS、布鲁克海文的 AGS 和其他地方的一些装置上)实施，以便更详细地研究这些性质。到 1977 年 4 月，已有 3 个实验报告了确认 1974 年所发现的现象的数据，“似乎可以合理地假设……S(1936)已经被确认”(Montanet 1979, 1 ~3)。但从那时起，情况变得更加复杂。到那个 10 年末，有 9 个专门研究 S 的实验发表了报告，其中 5 份给出了正面结果，4 份报告说找不到 S 的痕迹。不仅如此，正面报告之间彼此也不完全一致：具体说来，有两个实验报告称 S 的峰宽分别为 23 ±6 MeV 和 80 ±20 MeV，远远大于其他实验报告的数据。由于不同的实验采用的是不同的仪器和探测器，研究的产物和衰变道也不同，因此到 70 年代末，至少可以说，要想从总体数据上令人信服地判断 S 是否存在已变得十分困难。但如果将所有实验综合起来考虑，维持这样一种意见还是有可能的：S 给出了对观测结果的一致的解释(见 Montanet 1979, 1 ~5)。另一种判断也是可能的：接受 S 并不存在这个结论，并找出那些报告说 S 存在的实验中的误判原因(这是那些仔细搜索过 S 但没有成功的实验者的战略，见 Tripp 1979)。关于 S(1936)和其他重子偶素态候选者的历史记录，见 Montanet, Rossi and Veneziano(1980, 201 ~222)。关于 70 年代后期实验进展的详细讨论，见 Nicolescu, Richard and Vinh Mau(1979)(本卷还包括了对重子偶素物理的当代理论处理)。

338

12. Povh(1969, 604)。

13. 值得一提的还有另一类假设性强子：胶球。这是些不含夸克而只有胶子的强子。根据量子色动力学的色禁闭学说，应该存在这种胶球：胶子本身是带色的，但两个或更多个胶子可以构成无色的组合，根据色禁闭学说，还应该存在可观察的粒子。对胶球的预测是量子色动力学的具体化(人们提出了很多种夸克模型，但只有量子色动力学启发下的模型包括色胶子)，关于胶球的预期的性质可以用各种量子色动力学启发下的模型计算出来。但在 70 年代末以前，相对于重子偶素，人们对这些性质兴趣不大。在 80 年代初，胶球在高能物理中的位置开始突显出来，原因有两个。首先，格点规范理论这时候开始结出果实。关于量子色动力学的时空离散格点的概念最初是由肯尼斯·

威尔逊作为一种提取理论预言的近似方法提出的(Kenneth Wilson 1974)。实际上，格点计算要求电脑设备和新的计算技术上有广泛的发展(主要是固体物理学方面)。到70年代末和80年代初，这方面的发展已使得我们可以对计算结果与实验数据进行唯象上有意义的比较。在这个阶段，格点理论家寻求的还只是系统再现传统的强子谱，复杂的多夸克态的计算超出了他们的能力。但是，对胶球谱做系统分析是可能的，并代表着这样一个分支：格点计算可以对实验数据做出别具一格的处理。相应地，格点理论家强调胶球的意义，从而加强了对当代胶球实验的支持。

推动胶球物理学发展的第二个原因是，在1980年，将胶球作为实验对象已得到初步认可。胶球预期不会有像重子偶素态那样的独特的产生和衰变模式，但量子色动力学理论家们认为，最近在SPEAR上对J/ψ的衰变观察所得到的1440 MeV粒子被误认为是常规介子，实际上胶球才是更好的描述(Chanowitz 1980)。对胶球的鉴别绝非毫不含糊，不过理论家们已对有可能支持其立场的正负电子湮灭和$p\bar{p}$实验方案进行了系统梳理，更明确地划定了今后实证研究的范围。

339

关于格点规范理论发展的专业性综述，见Rebbi(1980) and Creutz(1981)；通俗的综述，见Rebbi(1983)。关于胶球物理的相应描述，见Dalitz(1982，36~37)，Donoghue(1982)和Ishikawa(1983)。

14. 见第4章，注54和55。
15. 这是许多雷吉唯象理论家对自己在70年代末被日益边缘化的一种反应。
16. 哈佛小组(De Rujula，Georgi and Glashow，1975)的工作在第9.4节中已提及。麻省理工学院小组(DeGrand，Jaffe，Johnson and Kiskis ，1975)的工作则是在袋模型框架下进行的(见注10)。
17. De Rujula，Georgi and Glashow(1975，160)。
18. 加布里埃尔·卡尔教授早年从事的夸克模型研究为说明专业经验和微观社会环境在决定研究战略问题上提供了一个特别恰当的例子(我没有伊斯格尔教授的背景资料)。卡尔出生于罗马尼亚，大学本科在克卢日大学学习化学。他1961年移居加拿大，并成为多伦多大学物理化学专业研究生，从事分子物理研究。他于1964年被授予博士学位，并在分子物理学领域一直工作到1966年。随后，用自己的话说(Karl，1974，1)：

    ……我获得了NRC(加拿大国家研究委员会——译注)博士后奖学金，前往牛津的理论物理系从事研究。在达利茨(R. H. Dalitz)教授的研究小组里我度过了富有成果的三年。那时“夸克”模型经常给大家带来兴奋……这个模型基本上是由质子和其他简单粒子构成的一种“分子”模型。我之所以从事这个模型研究，是因为我觉得我在分子方面的专业知识能够派上用场。1969年，针对过去实验中令人迷惑的质子光生π介子的角分布疑难，莱斯·科普利、爱德华·奥普立克和我找到了一种夸克模型解。我们给出的这个解释很快被接受，其他许多人很快便转向这个方向。

    凭借将原先的分子物理学专业领域知识复合类比到夸克模型上，从而跨入粒子物理学，卡尔在获得圭尔夫大学教职后继续从事夸克物理的工作。他与伊斯格尔(Nathan Isgur)的合作研究(这与他的早期工作直接相关)体现了这一点。这一合作的大部分工作是在英国完成的，当时伊斯格尔是牛津大学理论组的访问学者，卡尔则在附近的卢

瑟福实验室的理论组工作。两个小组对组分夸克模型和量子色动力学都十分感兴趣。

卡尔在组分夸克模型方面的早期工作，正如上面引述中提到的，发表在两篇文章里：Copley，Karl and Obryk(1969a，b)。我很感谢卡尔教授提供的传记材料。

19. 在1977年到1979年间，伊斯格尔和卡尔一起发表了7篇基于量子色动力学的模型方面的文章，第一篇见Isgur and Karl(1977)。

340

20. 关于这方面工作的综述，见Hey(1979)。海伊的这篇报告是对组分夸克模型唯象分析的总结，有一点很重要：他将这一分析分为两部分："1978年之前的状态"和"1978年之后的发展"。后一部分专门叙述伊斯格尔、卡尔和其他作者是如何将量子色动力学引入主流的组分夸克模型这方面工作的。

21. Greenberg(1978，348)。所有有关十一月革命后组分夸克模型的评述(见第4章，注34)都将量子色动力学的出现视为明确的进展。但是应强调的是：这并不意味着传统的强子谱问题已经"解决"。正如达利茨所说的那样(Dalitz 1982，45~46)："我们认为，在对甚至最简单的重子激发谱谈得上令人满意的理解之前，还有一些严重的问题有待解决，尽管过去数年里我们在量子色动力学的基础方面取得了很大进展。"但是，他继续说道，"(基于量子色动力学的)对实验数据的定性拟合总的来说非常好。现有的差异往往都是些细节问题；总体图像是非常有效的。这就是当今的情形。"

22. 实验共振物理学在80年代初有一些复苏的迹象。例如在SLAC，就有一种称为LASS的高精密电子探测器用于对SLAC初级电子束产生的次级强子束进行共振测量。SLAC在1980年发表的一篇有关LASS未来应用的长期规划的文件中是这样评论的(SLAC，1980a，85)：

SLED(提高直线加速器能量的一个方案)的出现已经导致LASS现有束产生的强子数量增加。虽然最近的发现已使这个以前的常规研究领域黯然失色，但有迹象表明，基于量子色动力学的新理论或用于解释新物理现象的其他模型预期将对普通强相互作用有新的、微妙的解释，从而导致这一物理领域的更新。

23. 用高能物理的术语来说，量子色动力学的标准处理只对那些"光锥主导型"过程有效。所谓"光锥主导型"过程是指可以根据类光情形下流算子结果来表示的过程(见7.2节关于光锥代数的讨论)。一般认为，这类过程只有两种情形：单举轻子-强子散射 $1N \rightarrow 1X$ 和单举电子-正电子湮灭 $e^+e^- \rightarrow X$，其中X代表所有可能的强子组合。如果X以任何方式受限(如在 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 遍举截面测量情形)，那么光锥主导甚至对这两种过程亦不再适用。

24. 关于直观微扰理论的专业性综述以及原始文献，Llewellyn Smith(1978)，Dokshitzer，Dyakonov and Troyan(1979)，Ellis and Sachrajda(1980)，Buras(1980)，Reya(1980)，Altarelli(1982)和Wilcek(1982)。

341

25. 一些物理学家用如下方式来描述直观微扰方法的发展(De Rújula Ellis，et al. 1982，612)：

保证您的薪金的绝对可靠程序

(1) 随机地进行量子电动力学计算(如果可能的话，按照RUSSIAN[28]的样子)；

(2) 改 α 为 $\alpha_s(Q^2)$；

(3) 将标题中的量子电动力学改为"量子色动力学"，同时别忘了把作者名字改为您的；

(4) 发表；

(5) (程序)回到1。

这里上标"28"是指文献 Gribov and Lipatov(1972)。这是量子电动力学有关技术的开创性文献之一。有关量子电动力学的更完整的原始参考文献，见上述附注24中的综述性文献。

26. 在1977年对直观微扰理论方法做出过开创性贡献的有波利策(Politzer, 1977a, b)和斯特曼与温伯格(Sterman and Weinberg, 1977)，对于这些文献的原创性人们给予了适当评价(下面的评论基于对波利策和温伯格的采访)。波利策和温伯格所遵循的直观微扰分析的途径是相似的。波利策1973年发现的渐近自由概念奠定了他的量子色动力学形式化处理的基础。他首先集中探讨了这一发现对深度非弹性现象的具体意义(见下文附注31)以及对重夸克系统(9.4节)的意义。这一时期他的工作是在哈佛大学进行的。1976年，他访问芝加哥大学一个月。在那里，他开始与那些对量子色动力学关于高能强子硬散射现象预言感兴趣的高能物理实验者密切接触(这些实验者来自附近的费米实验室，满脑子想的都是如何实现用于固靶实验的1 TeV的束以及如何实现2 TeV质心能量的质子-反质子碰撞)。波利策对无法用形式化方法提供理论预言"感到尴尬"，于是着手对德雷尔-颜过程 $pp \to \mu^+\mu^- X$ 直接进行微扰量子色动力学计算。由此产生了上面提到的论文，并就直观微扰方法继续进行系统研究。

    波利策将一个现成的结果——Kinoshita-Lee-Nauenberg(KLN)定理——融入他的分析。这个定理是在20世纪60年代初发展起来的，主要是要解决量子电动力学里无质量光子引起的技术性问题("红外发散"，Kinoshita 1962, Lee and Nauenberg 1964)。波利策认为，KIN定理可以用来解决量子色动力学里由无质量胶子引起的类似问题。1977年，温伯格在参加SLAC关于正负电子湮灭产生喷注的研讨会上提出了类似的将KIN定理与量子色动力学联系起来的建议(喷注与量子色动力学的关系见下文。我们已经讨论过温伯格对电弱理论的贡献。关于温伯格对量子色动力学发展的早期贡献，见Weinberg 1973；他关于大统一理论的工作，见后面第13章)。随后他打电话给"专家"木下(Kinoshita)听取意见。木下建议他跟纽约州立大学石溪分校的乔治·斯特曼(George Sterman)联系，斯特曼一直在进行如何将KIN定理推广到量子色动力学的工作(Sterman 1976)。由此开始了斯特曼和温伯格之间就正负电子湮灭中喷注产生问题的量子色动力学分析上的(通过电话的)合作。

342

27. 关于SLAC的数据，见Taylor(1975)；费米实验室数据，见Chang et al.(1975)。

28. Field(1979)。有必要指出，虽然菲尔德的报告有一个非常一般的标题"高能反应动力学"，但它实际上只谈量子色动力学的唯象分析。

29. Field(1979, 748, Fig. 6)。

30. Field(1979, 748)。CERN的实验者欧文·嘉巴苏勒(Erwin Gabathuler)在一份关于电子、μ子和光子散射实验的全体会议报告中指出(Gabathuler, 1979, 846)："目前，来自H_2和D_2(氢和氘)的深度非弹性散射实验的所有结果都与量子色动力学非常

一致。”

31. n 阶矩定义为 $M_n = \int_0^1 dx x^n F(x) dx$。关于各阶矩比值的量子色动力学预言最先是由渐近自由的发现者在进行深度非弹性散射的详细分析时提出的：Gross and Wilcek(1973b, 1974)，Georgi and Politzer(1974)。
32. Field(1979，750，Fig. 9)。
33. Field(1979，750)。
34. Close(1978，267)。
35. Muta(1979，235)。
36. 综述性文献见 Gaillard(1979)和 De Rújula(1979)。
37. 量子色动力学对轻子散射实验结果的进一步分析涉及强子的末态结构。量子色动力学预言了强子喷注的产生(见下一节)，实验者便着手寻找这些现象。有关费米实验室和 CERN 对中微子实验中喷注的观察，见 Van der Velde et al.(1979 和 Scott(1979)。关于实验状况的回顾，见 Renton and Williams(1981)。
38. 这里有必要提一下高能正负电子实验的两个进一步的目标。首先，量子色动力学/部分子模型曾预测，R 应趋于一个常数。结果发现，情况确实如此，并且在可接近的能区找到了否认 t 夸克态存在的合理证据。其次，电弱模型预言，存在 Z^0 产生过程带来的小的影响：$e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow$ 轻子对或强子(注意，这里 Z^0 是一个虚拟的中间粒子，其质量预计将大于 PETRA 和 PEP 的最大能量)。实验者随后搜寻了这种效应，在 20 世纪 80 年代初，PETRA 实验组开始发表有利于标准模型的不是十分精确的数据。有关这方面工作的回顾，见 Duinker(1982)。
39. Drell，Levy and Yan(1969)，Cabibbo，Parisi and Testa(1970)，Bjorken and Brodsky(1970)。
40. 夸克装扮成具有有限横向动量(几百 MeV 量级)的喷注的假设是一种将部分子模型与强子软散射截面随横动量快速下降的观测事实调和起来的方式。
41. Hanson et al.(1975)．亦见 Schwitters，et al.(1975)。

343

42. 伯顿·里克特在他的诺贝尔获奖演说(Burton Richter，1977，1296)中曾这样表示：

我觉得这样一种强子集合非常值得关注：其中每一种强子都有整数自旋，它们却显示出理论对自旋 1/2 粒子对产生所预期的所有的角分布特性。不用假设存在夸克，这种行为也是有可能得到解释的……但这些（不用夸克的）解释似乎相当困难和牵强。因此我认为，对正负电子湮灭产生的喷注现象的观察构成了相信强子有亚结构的非常强烈的证据。

43. Ellis，Gaillard and Ross(1976).
44. 我们注意到埃利斯、盖拉德和罗斯等人的工作要早于量子色动力学直观微扰处理的研究。他们对三喷注事例的预言是建立在对图 11.5 的“常识性”理解基础上的。直观微扰方法的出现有助于从技术上消解对理论预言的反对意见，因此加强了支持三喷注研

究的理论背景。

45. 最早的支持存在 e^+e^- 湮灭产生三喷注事例的实验数据是由 DORIS 实验组(实验运行于尤普西隆能量段)于 1978 年在东京会议上发表的：Spitzer and Alexander(1979)。(关于随后的发展情况，见 Söding 1979)。按理论预言，隐 b 的尤普西隆先是衰变成三个胶子[比照普赛(ψ)粒子的衰变；见 9.4 节关于粲偶素模型的讨论]，然后再现身为喷注。然而，与喷注间的横动量相比，所有终态强子能够享有的总的能量要小得多，因此 TORIS 的实验者无法从其数据中正确辨别强子的准直性喷涌，不过他们能够证明，当束能量设在尤普西隆质量附近时，在远离尤普西隆峰值处的可见的双喷注结构变得模糊。他们将这种模糊解释成形成了三喷注而非双喷注的证据，如量子色动力学预期的那样。从 CESR 的尤普西隆实验上也可以得出类似的结论，见 Franzini and Lee-Franzini (1982，261-4)。
46. 这部分的描述基于对 PETRA 实验者 B. Wiik 的采访。
47. 关于 SPEAR 上 Mark I 探测器及其结构的简要说明，见 Richter(1977，253)。
48. Wiik，采访资料。
49. 关于 PETRA 早期三喷注数据的全面综述，见 Duinker and Luckey(1980)，Söding and Wolf(1981)和 Duinker(1982)。理论家对这些数据的解释的综述，见 Ellis(1981)。
50. Söding(1979，277，Fig. 9)。
51. 对三喷注事例的第一次公布是在 1979 年 8 月在费米实验室举行的一次高能物理会议上。按照流行的描述，这一事例被看成是存在胶子的确凿证据。华盛顿的哈罗德·杰克逊在 1979 年 8 月 30 日的《卫报》上所做的表述可谓这种看法的典型，在"胶子将它们黏在一起"的标题下，杰克逊发布到，

344

"探寻夸克的工作在昨天取得了小小的进展"，在美国召开的物理学家小组会议透露，他们已发现了一种束缚于原子中心的新粒子。为了迎合这种非比寻常的智慧结晶，他们将其命名为胶子，这是对它的将宇宙万物黏合到一块儿的功能的相当准确的描述。

这一发现被认为是努力了解原子内部结构方面的重要进展。伊利诺伊州费米国家实验室主任莱德曼说："我们开始明白宇宙是如何连接在一起的了。"理论上早在 10 年前就预言了胶子的存在，但实验上经过 PETRA 上 300 多位物理学家的共同努力才使这一猜想得以确证……

这篇风格独特的报告刺激了欧洲高能物理界的神经，正如《新科学家》(1979)在一篇标题为"胶子真的存在?"的无署名新闻评论中所描述的那样：

发现胶子的新闻报道——一种理论家认为将核物质黏在一起的但却难以显现的粒子——令欧洲的许多物理学家感到困惑，这不仅仅是因为美国人宣布的这个发现是在汉堡的加速器上做出的。粒子物理学研究中这一突破的宣布是在伊利诺斯州巴达维亚的费米实验室。但是，这有什么值得大惊小怪的呢? ……

研究人员并没有在他们的仪器上真正"看到"胶子。在 PETRA 以最高能量运行

时，他们发现一小部分正负电子碰撞产生了三个粒子喷流，或称“喷注”，所有这些喷注都在同一平面上。物理学家称为显现，并认为这种喷注源自电子-正电子湮灭时胶子、夸克和反夸克的显现。

据英国卢瑟福实验室的戴维·撒克逊(最先报告三喷注事例的 TASSO 小组的成员)表示，我们看到的这些结果并不代表胶子存在的确凿证据。就是说，这些证据是薄弱的，那为什么这些结果会被鼓吹得(特别是在我们看来)如此神奇呢?

答:

唯一的结论似乎是，美国的粒子物理学家正力图促使联邦政府保持对他们的实验研究的资助力度。这场竞争已经延续到下一代加速器建设上，延续到更高的能量上，因此物理学家需要证明，未来的支出是正确的投资。

52. 这是斯特曼和温伯格所提倡的方法(见上面注 26)，后来为许多作者所沿用。它的缺点是侧重于数据的很宽泛的特征，因此需要对无关的强子终态进行仔细测量。实验者有能力进行这样的测量，但需要配以更精细的分析方案。

53. 布兰森给出了对两种最流行的选择碎裂函数的方法的简要介绍(Branson，1982)。标准的选择方法是由加州理工学院的理论家菲尔德和费恩曼给出的(Field and Feynman，1978)。这是一种唯象函数，用以提供对许多实验中夸克喷注现象的充分描述。将费曼-菲尔德方法扩展到用以描述正负电子湮灭的胶子喷注是由 Hoyer，et al. (1979)和 Ali，et al. (1980)给出的。对碎裂函数的更为理论化的处理称为“Lund 模型”：Andersson，Gustafson and Sjostrand(1980)。出于理论上的偏见，这些作者假定，夸克和胶子被囚禁于类似弦的结构中，而喷注的形成是由于这些弦的不断地断裂。费曼-菲尔德碎裂函数与 Lund 碎裂函数彼此各异，例如，在用于三喷注分析时，这种差异会导致对 α_s 的相当不同的估计。布兰森认为(Branson，1982，30)，用这两种模型得到的不同的 α_s 值可以作为“结果的模型依赖性的一种好的指示性”。他接着指出，“尝试着应用多种可能的碎裂模型当然会有益处，但每一种模型在拟合数据时所需的时间迄今来看往往长得令人望而却步。”

345

54. 例如，在 1978 年的第比利斯会议上，有 8 个实验方面的报告是关于轻子对产生的新数据的：ISR 有 4 个，费米实验室有 2 个，谢尔普霍夫有 2 个(Homma，et al. 1979，184 ~ 203)。

55. Halzen(1979，215 ~218)。

56. 对于随后发展的综述，见 DeCamp(1982)和 Kenyon(1982)。DeCamp(1982，330)指出，对部分子模型进行量子色动力学二阶修正(两个胶子情形)计算发现，得到的幅度与一阶情形下是一样的。这结果既可以使早前的拟合被淘汰，又可以产生更高阶的谱，这种修正还具有唯象上的重要性。

57. 文献 Blankenbecler，Brodsky and Gunion(1972)最先给出了组分交换模型。关于大横动量强子的组分交换模型和其他模型描述的发展的综述性文献，见 Sivers，Brodsky and

Blankenbecler(1976)，Ellis and Stroynowski(1977)和 Michael(1979)。

58. 在20世纪70年代初，对高能量下软散射现象的研究属于常规研究。ISR和费米实验室的实验者只是将同样的问题移到了硬散射上。

59. Bromberg et al.(1977，1978)，Corcoran et al.(1978)。

60. 70年代典型的量热计实验分别是在HPWF和加州理工学院-费米实验室联合中微子实验上进行的，费米实验室也进行过这类实验。关于量热探测器的原理和优越性能的一般性概述，见第12章，注34。

61. 因此，原初的ISR上单粒子产生实验只观察到基本喷注现象的一丝痕迹。在单个较高能量的粒子上集中了大部分动量，这种动量的集中很可能扭曲了我们对总体事例结构的认识，这种偏差称为"触发偏差"(见 Jacob and Landshoff，1976)。

62. 有关这些方面的发展，以及理论和实验方面的参考文献，见 Darriulat(1980，171～172)。

63. Darriulat(1980，194)。这个引述的接续部分(第195页)可以作为70年代末大横动量强子研究的细节表露：

346

> **检验相互作用具体方面的任何可能的实验必将涉及到那些总体上的复杂性……［这些复杂性可以表现为］用不同的束测得的单举截面的比值，或是不同类型的产出粒子；也可以表现在与喷注形成模式无关的喷注碎裂研究上，以及独立于喷注形成模式的两个喷注之间横动量失衡的测量上，等等。一个迄今尚未开发的丰富的信息源是对含大横动量光子的末态的研究，对它的分析［根据量子色动力学］应可以大大简化。**

达里乌拉在综述中充分讨论了这类测量的意义。在随后的202～207页里还列出了70年代里从事大横动量强子实验的所有实验组的名单(共计23个不同的合作小组)，每个小组从事的实验类型，和发表的实验结果(截至1980年，共发表了73篇文章)。

量子色动力学向大横动量强子实验实践的迅速渗透，还可以从比较 Darriulat(1980)与前两年发表的同类型综述文章来看出。这些文章有：Jacob and Landshoff(1978)和 Hansen and Hoyer(1979)。对于新兴的大横动量强子现象的量子色动力学图像的通俗描述，见 Jacob and Landshoff(1980)。

12　规范理论与实验：1970～1990 年

新物理学围绕共同的规范理论世界观组成了一整套实验和理论的传统。[347] 我们在第 9 章至第 11 章里考查了这些传统和世界观在 20 世纪 70 年代是如何相互影响共同确立的过程。本章从稍许不同的角度来考察同一时期它们的发展，并以此结束这一讨论。在前面的章节里，我们寻求的是分析新物理学是**如何**以及**为什么**会主宰高能物理。其答案要依据实践共生条件来寻找。本章的目的是强调新物理学所取得的优势**程度**。为此，我们将把重点放在实验上。我们将看到，在 70 年代，规范理论世界观正逐步统治当前和未来的实验高能物理界。实验者通过共同的实践越来越集中于新物理学现象的研究，并形成一种规范理论可在其中大行其道的经验语境，旧物理学理论注定要消亡。到 1980 年，高能物理实验者已根据两种规范理论——电弱理论和量子色动力学——有效地将基本粒子世界确定为一个夸克和轻子相互作用的世界。

第 1 节介绍从 1970 年到 1980 年高能物理实验方案发展的量化数据。在 1970 年，只存在一种主要的新物理学传统，研究只在单个实验室进行——SLAC 上的深度非弹性电子散射；到 1980 年，新物理学的传统则主导了世界各地的高能物理实验室的实验。第 2 节更深入地探讨 70 年代里旧物理学实验向新物理学实验的过渡。这里要强调的是，这种过渡涉及的远非"理论中立的"探测器的简单再利用。在整个 70 年代，粒子探测器的逐步完善使得新物理学的罕见现象被突显出来，旧物理学的现象则逐渐退出视野。我们给出两个例子来说明新物理学是如何在探测器的具体设计上得到体现的。最后，第 3 节讨论了粒子物理学家对未来高能物理发展的设想。我们将看到，到 70 年代末，世界各地的新装置建设规划都是在规范理论世界观的指导下进行的。高能物理的前途将取决于新物理学。[348]

接下来，我将不再对 70 年代里运行的所有高能物理实验室的实验发展作全面检讨，而是集中讨论欧洲的主要实验室——欧洲核子研究中心(CERN)。对 CERN 发展的讨论可以作为对更广泛范围上发展趋势的一种指针，原因有两个。第一个也是最明显的原因是，在整个 70 年代，CERN 是世界上最大也是最富有成效的高能物理研究中心；[1] 第二个原因较微妙。表 12.1 列出了 70 年代里高能物理实验的主要装置。[2] 这些装置可分为两类：SLAC、DESY 和康奈尔大学的电子机器(加速器和对撞机)，和 CERN、费米实验室、布鲁克海文国家实验室和谢尔普霍夫的质子机器。我们已经看到，电子机器，特别是 5

台正负电子对撞机，从一开始就是为新物理学服务的。从 1974 年起，重夸克谱和喷注现象构成了正负电子实验的主要课题。这些项目的历史发展前面已经讨论过，这里没必要重复。[3]相比之下，表 12.1 里的质子机器则代表着新物理学的“硬骨头”。

表 12.1　　20 世纪 70 年代里主要的高能物理加速器和对撞机

实验室名称	机器名称
SLAC	SLAC(e^-)，SPEAR(e^+e^-)，PEP(e^+e^-)
DESY	DORIS(e^+e^-)，PETRA(e^+e^-)
Cornell	CESR(e^+e^-)
CERN	PS(p)，SPS(p)，ISR(pp)
Fermilab	PS(p)
BNL	AGS(p)
Serpukhov	PS(p)

如果说正负电子对撞机是理想的新物理学机器，那么质子同步加速器(PS)就是理想的旧物理学机器。质子同步加速器的固定靶研究是 60 年代旧物理学发展的推动力量，内容广泛的、高度复杂的旧物理学传统主导着质子同步加速器上的研究进入到 70 年代。此外，质子同步加速器的性能与当代的对撞机相比亦不落下风：它们通过提供多种次级束可以支持更广泛的实验，而且固定靶实验的数据采集速率也内在地要比对撞机快。[4]在整个 70 年代，无论是从人力资源，还是从产生的数据的数量和种类上看，质子同步加速器都处于高能物理研究的主导地位。[5]因此，质子同步加速器上的研究从旧物理学转向新物理学的调整对于新物理学的建立是至关重要的，这也就是为什么我会在这里着重讨论质子机器。

349

我将重点放在 CERN 上，主要是因为那里有各种类型的质子机器。讨论 CERN 的质子同步加速器方案还可以刻画与之相近的布鲁克海文国家实验室的 AGS 的发展。同样，讨论 CERN 的超级质子同步加速器(SPS)方案能够顺带说明费米实验室高能质子加速器上研究的平行发展。[6]着重于 CERN 机器的另一个好处是，这里有 ISR——70 年代运行的唯一一台质子-质子对撞机。ISR 的发展趋势反映了粒子物理学家对计划用于 80 年代实验的质子-质子和质子-反质子对撞机的考虑。[7]最后，由于新物理学的精神已经在 70 年代末传播到世界各地，因此，有关 CERN 的未来计划可充当高能物理发展总趋势的一个样板。

12.1 实验趋势

在本节中，我将分别回顾 CERN 的三大机器——PS、ISR 和 SPS——的实验计划在 1970 年到 1980 年的发展。

CERN 的 PS 实验

在 70 年代，CERN 的 28 GeV 质子同步加速器是 CERN 的主力装置。它既具有自身的高能物理实验方案，也为 ISR 和 SPS 提供质子束。图 12.1 展示了 PS 实验方案从 1970 年到 1980 年的演变。这里展示的是 PS 上逐年的“在研”实验的项目数，包括配套运行和采数据运行。[8]

图 12.1 最突出的特点是在 70 年代后半期质子同步加速器上的实验项目数呈总体下降趋势。这一下降显然与 1976 年起质子同步加速器作为 SPS 的质子源这一新角色存在明显联系，但不应被视为有问题。PS 与 SPS 之间研究活动的平衡反映了高能物理实验者在探索新物理学现象上的选择，其中大部分现象在 PS 的能量范围无法实现。[9]

为了更深入地检验 PS 项目的发展，图 12.1 将实验区分为旧物理学传统和新物理学传统实验。前一类包括常规磁共振物理、高能软散射研究和普通强子的弱衰变研究，它们在 1970 年完全占据着 PS 实验的整个舞台。新物理学的首次出现是在 1971 年——用加尔加梅勒泡室进行的中微子实验。在 70 年代初，加尔加梅勒实验的主要方向集中在电性流事例的标度无关性研究（部分子模型）和中性流搜索（电弱理论）。继 1973 年发现中性流之后，中性流物理成为 PS 上风光一时的研究项目，直到 1976 年停歇。这项研究的停止不是 350

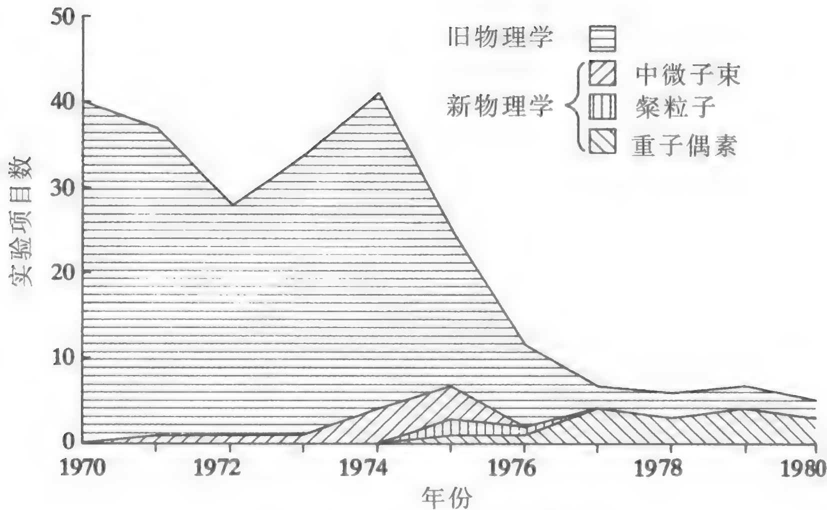


图 12.1 CERN PS 的实验发展

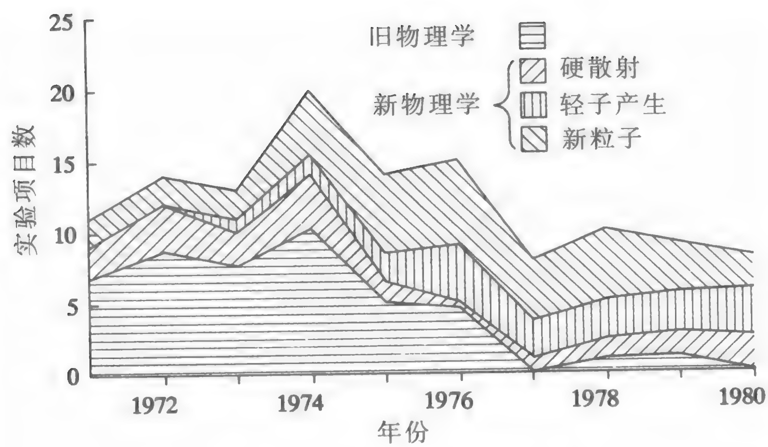
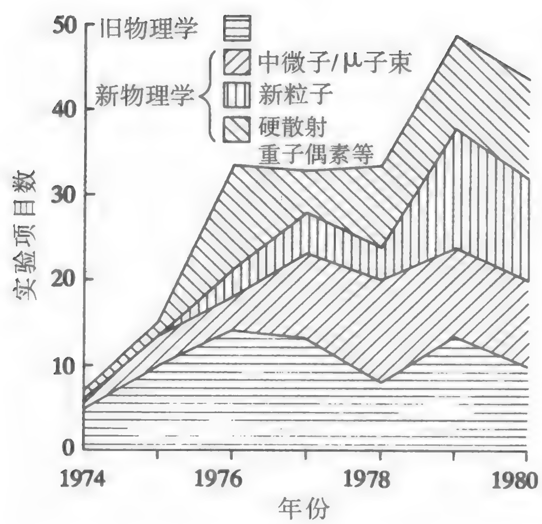


图 12.2　CERN PS 的实验发展



旧物理学
新物理学
中微子/μ子束
新粒子
硬散射
重子偶素等
实验项目数
50
40
30
20
10
0
1974
1976
1978
1980
年份

学家在那些年里一直盼望着能在 SPS 上进行实验，从而使我们讨论 SPS 项目的发展必须延伸到更长的时间段。[14] ISR 的发展也有类似的特点。批准的方案是从 1974 年算起，此时旧物理学尚处于方兴未艾的态势，但到了 1976 年，新物理学方面的建议项目数与旧物理学方面的项目数的比值变成3:2。在 SPS 运行的第一年，落实的项目数之比保持3:2不变，新物理学占优势，到 1980 年，这一比例顺利上升到 3:1。[15]

如图 12.3 所示，SPS 上的新物理学方案非常广泛，基本覆盖了规范理论框架下所有感兴趣的现象。最大的两类新物理学实验分别是用中微子束进行的实验和调查新粒子(c 夸克和 b 夸克)的实验，二者都不具排他性。当然，SPS 上的新物理学方案之所以具有现象的广泛性，是与可用束的诸多种类相关联的。中微子束被用来研究弱中性电流、硬散射和新粒子的产生；[16] μ 子束主要用于硬散射；强子束用于硬散射、新粒子和重子偶素实验。就新物理学而言，有些东西是普适的。原则上，SPS 旧物理学实验研究的理想工具——其原先的设想便是这样——但是到 70 年代后期，高能物理界却将它作为新物理学的实验平台来运行。[17]就 ISR 的情况而言，这需要在新探测器技术方面投入相当大的努力和资源。但实验者将这一切看做是为进入新物理学所掏的学费，乐于奉献。[18]

12.2 理论化身

旧物理学是一种常识性物理学。实验者先筹划好大截面过程，然后给予详细研究。新物理学则是理论优先的研究。实验者寻求的是那些在规范理论世界观看来是非常重要的孤立、罕见的小截面过程。有些新物理学现象比较容易从背景中分离出来，而有些则不易。例如，定位于轻子束的大型探测器会倾泻出明白无瑕的新物理学现象。而在强子-强子的相互作用中，新物理学现象则被淹没在软散射海的旧物理背景中，对它们的检测需要付出巨大的精力和智慧。

354

这里，我将再次重点关注那些难啃的事件，我们来考察新物理学如何利用强子-强子实验的两个例子。第一个例子是固定靶实验中的粲粒子探测。这个例子将提供一个讨论社会动力学是如何由旧物理学转向新物理学的机会。我们将看到面对新物理学实验需求人们是如何重新看待和调用特色鲜明的旧物理学资源(技术和设备)的。第二个例子涉及 ISR 对撞机上探测器的发展。这些发展确立了 ISR 在 70 年代后半期作为新物理学机器的地位，并设定了对撞机上的研究在 80 年代的发展趋势。

固定靶实验中的粲粒子探测

在十一月革命期间，世界各地的高能物理实验者调动一切可利用的资源来寻找用于研究粲粒子性质的装置。我们在第 9 章里对这一领域的早期工作进行了描述，这里我将着重讨论像 CERN SPS 这样的高能固定靶加速器上的研究。

虽然正负电子实验能够提供特别干净的粲粒子检测数据，且没有背景干扰，但固定靶的强子束实验能够提供更高的数据产生率。另外，强子实验可以产生各种各样的粲粒子，而正负电子实验得到的主要是具有光子态(或普赛粒子)量子数的隐粲态和特定衰变产生的裸粲态数据。固定靶粲粒子实验的吸引力是显而易见的，但困难也同样明显。检测不稳定粒子的标准方法是对衰变产物进行“驼峰搜索(bump-hunting)”：父辈粒子的质量可以通过相互作用区出现的粒子的质量叠加计算出来，在某一特定质量附近的事例的聚集被看做该处存在不稳定强子的表征。不幸的是，在高能实验中，出现在相互作用区里的粒子数量太大，在 SPS 的能量范围有 10 个量级之巨，其中有三成预计是从单个粲粒子衰变而来，而采取驼峰搜索能够挑选出其中三成的适当组合的可能性很小。因此很明显，虽然固定靶实验中可能会形成众多粲粒子，但简单的数据分析无法应付“复合背景”的干扰。[19]

355

为了避开这个问题，实验者将重点放在裸粲粒子上($c\bar{q}$ 或 $\bar{c}q$：后文中简称它们为粲粒子)。粲量子数在强相互作用时应该是守恒的，即粲粒子只能弱衰变。这意味着它们应该有相对较长的寿命，理论上估计其寿命在 10^{-13} 秒量级。在 10^{-13} 秒之内，一个相对论性粒子可以行走 30 微米(30×10^{-6} 米)。因此实验者推断，如果能够观察到这个长度的径迹，就能够直接确认存在粲粒子，而无须考虑复合背景的干扰问题。剩下的问题是如何观察这么短的径迹——现有的探测器都达不到所需的空间分辨率。在 70 年代后期，为此至少提出过 4 种不同的高分辨率粲粒子探测器发展路线，其中之一是高分辨率泡室，对它的讨论将有助于说明一般性的解决办法。[20]

1977 年，英国卢瑟福实验室科林·费舍尔(Colin Fisher)提出，以非传统模式运用泡室有可能观察到粲粒子径迹。在传统泡室的应用中，气泡在被拍摄前涨得太大以至于观测不到粲粒子的径迹。费舍尔认为，通过适当设计泡室，可以使气泡在很小(但足以识别 30 微米的粲粒子径迹)的时候被拍下。为了记录如此高精度的事例，还需要特种光源。技术发展走在前头，新的泡室(LEBC)诞生了——这是一种直径 20 厘米，轴向长度 4 厘米的小氢气泡室。[21]

1979 年，在 CERN SPS 上首次采用 LEBC 进行了高能 π 介子束实验。在共计 11 万张照相底片上记录了 48000 个事例。在这 48000 个事例中，有 20 个事例被确认为带有预期的粲粒子的短径迹(相比之下，预计有 8 例背景事例是源自不寻常的 K 衰变)。[22]但不幸的是，我们很难说这些事例就是对粲粒子的确定性观测。单凭 LEBC 提供的照片我们无法得到衰变粒子的动量信息，因此无法计算所观测粒子的质量和电荷：我们能知道的只是它们的产生和衰变具有预期的拓扑结构——非常短的径迹，衰变到几个强子。

356

显然，下一步是寻求确认衰变强子的身份和动量所需的更多信息。从这个角度说，LEBC 的实验者可谓进行了一场干净利落的演习。其实早在 1974 年，实验上曾提出建造用于 SPS 实验的大型实验装置的建议，这便是所谓的欧洲混合谱仪或简称为 EHS。[23] EHS 由一个用作实验靶的泡室和用来分析反应

产物的非常复杂的电子探测器阵列两部分组成。作为旧物理学时代的一种构思，EHS 的初始目的是要改进费米实验室泡室的高能软多粒子相互作用的测量性能。[24]因此尽管到 70 年代末，EHS 已接近完成，但却很有可能成为一个大而无用的累赘——一个新物理学时代的旧物理学装置。

接着轮到费舍尔及其合作者登场了。他们建议将 EHS 的部分完成的电子探测器用到 LEBC 上。这样，LEBC 能够记录粲粒子径迹，而 EHS 电子学则可以分析衰变产物。EHS 成为一种新物理学的而不是旧物理学的探测设备。这个建议被接受了，LEBC - EHS 实验于 1980 年在 CERN 开始实施。组合探测器取得了丰富的成果，粲粒子事例很快得到确认。图 12.4(a)展示了这样一个事例，图 12.4(b)给出了其示意性重构。[25]这个事例可以看成 360 GeV 的 π 介子

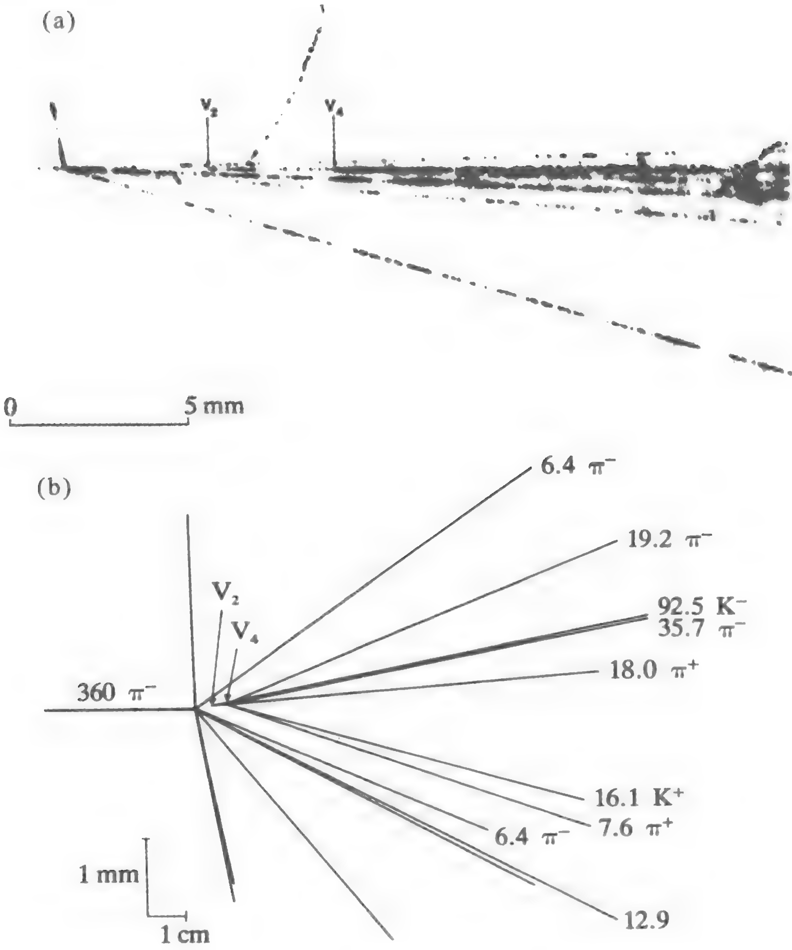


图 12.4 (a) LEBC 上粲粒子产生的照片；(b) 同一事例的图示结构(已将纵坐标比例放大以便更清晰地显示径迹结构，动量单位：GeV/c)

（左边的短径迹）产生的粲介子对 $D^0\bar{D}^0$ 的产物。D^0 是中性粒子，不会留下径迹，但会在 V_2 和 V_4 标示的点上衰变为带电的强子。D^0 在 V_2 衰变成 $K^-\pi^+\pi^0\pi^0$，$\bar{D}^0$ 在 V_4 处衰变成 $K^+\pi^+\pi^-\pi^-$。图中所示的衰变粒子的身份和动量都是由 EHS 电子探测器获得的，并且推得 D^0 和 $\bar{D}^0$ 的质量约为 1860 MeV，与此前 SPEAR 上测得的值是一致的。

随着 LEBC-EHS 实验结果的公布，泡室粲粒子实验的时代到来了。采用这种高分辨技术后，实验者可以正确地辨别粲粒子轨迹。技术上的重大发展仍在继续，[26]同时实验者已经为检测粲粒子寿命和衰减模式，以及搜寻迄今未观察到的粲粒子制定了详细方案。差不多在同一时间，其他方式的高分辨固定靶实验也进展到可行的状态。整个领域被认为对未来充满巨大希望，一位物理学家在 1982 年曾这样暗示道："物理学对于这一发展的兴趣是如此强烈……以至于相关的实验技术将决定未来 10 年里高能质子同步加速器固定靶实验的大部分研究活动。"[27]我们对这些发展的技术层面已经谈得足够多，现在我想谈一下这一发展阶段的总体特征。

357

高分辨泡室方法探测粲粒子的发展过程很好地展现了新物理学渗透到高能固定靶实验的过程。LEBC 团队的两位实验者的下面这段话包含了其中的关键点：

> **几年前，气泡室物理的发展趋势是做得越来越大，以图成为一种通用设备。大多数实验室都放弃了发展这种泡室技术。经过几个明显的曲折后，泡室物理学家受到了计数（电子学）方面的再教育。通常认为，作为一种有用的高能物理探测工具，气泡室已经寿终正寝。小的"一次性"泡室的出现以及甚高分辨率光学技术的运用给泡室带来了新的生机。现在（1981 年）这种技术似乎已成为小截面下短寿命粒子研究的最佳手段，未来前景确实令人兴奋。**[28]

对这段话需要加点小注释。泡室很早就成为旧物理学的主要探测仪器，对于收集大截面现象的精确数据非常有用。随着新物理学的到来，它的用处贬值了，自 60 年代初以来就一直与泡室打交道的泡室物理学家，如科林·费舍尔，也变得无用武之地。[29]高分辨泡室的发展使他们在高能物理前沿找到了施展才能的机会。比专业知识更具体的资源也在这一发展中占有一席之地。正如已经指出的，欧洲混合谱仪就其原来的形式而言是一种极为复杂（且昂贵）的装置，而且明显不是为新物理学建造的。在 70 年代后期，EHS 甚至在完工之前就已经面临被淘汰的危险。但 LEBC 取代了 EHS 原先的泡室靶，从而将 EHS 也带入了新物理学的天地。令 CERN 满意的是，EHS 专心的受众群

和在其上开展的重大研究课题不仅使 EHS 的建设者，也使广泛的高能物理界的利益都有了保障。

接下来，了解固定靶实验这一分支的发展就很简单了。理解它对高能物理现象世界的影响也变得很简单。高分辨探测器已经成为新物理学的偏爱，对传统的旧物理学已无用处。明确用于测量颗粒很短的粲粒子轨道，并为他们的亲人的老传统，物理目的无用。它们唯一的目的是使人们能够看到罕见的新物理学现象，并滤去旧物理学的一般现象。这种技术在 70 年代末的高能物理实践中逐步得到完善，其作用是抹去旧物理学的现象世界。[30]

359

ISR 上探测器的发展

早期的 ISR 实验方案走的是新旧物理学均衡的路子。机器是为旧物理学时代建造的，在 1974 年以前旧物理学实验占据了大部分，但与新物理学相联系的轻子产生搜索实验从一开始就包括在内，而且在 ISR 的第一轮实验中就首次发现了大横动量强子现象。随着 70 年代新物理学在世界各地的发展，ISR 上的新物理学方案逐渐增多，而旧物理学实验项目则渐行渐远。在这里我想从技术发展的角度考察一下新物理学是如何上升到主导地位的。正如在讨论固定靶实验时那样，我将强调新物理学观点是如何被越来越多地运用到 ISR 的实验硬件建设上来的。

新旧物理学实验之间的差异在 ISR 上从一开始就非常明显。图 12.5 展示了两种用于 ISR 的早期探测器。[31]图 12.5(a)的仪器用于测量多粒子弹性软散射。这些是旧物理学的经典课题，涉及小的动量转移；相应地，探测器被置于靠近束管(ISR 管内的质子沿箭头方向运动，在 A1 和 A2 两点之间的区段相交并相互作用，探测器本身的细节在这里并不重要)。图 12.5(b)的仪器正是 CERN -哥伦比亚大学-洛克菲勒合作研究组发现大 p_T 单举产生事例所用的探测器。从如图的视角看，沿束管看到的是相互作用区(图中心的椭圆形)。

注意，这里探测器不是靠近而是远离束管，并且是垂直于束的方向上沿轴穿过相互作用区域设置。选择这样的几何布置正是为了避开检测到质子-质子碰撞产生的小角度软散射粒子的高通量，它可以大大减少旧物理学事例进入探测器。通过仅仅触发大动量粒子还可以使这种技术特长得到进一步发挥，换言之，通过电子学技术改进可以使任何进入探测器的软散射粒子不被记录下来。

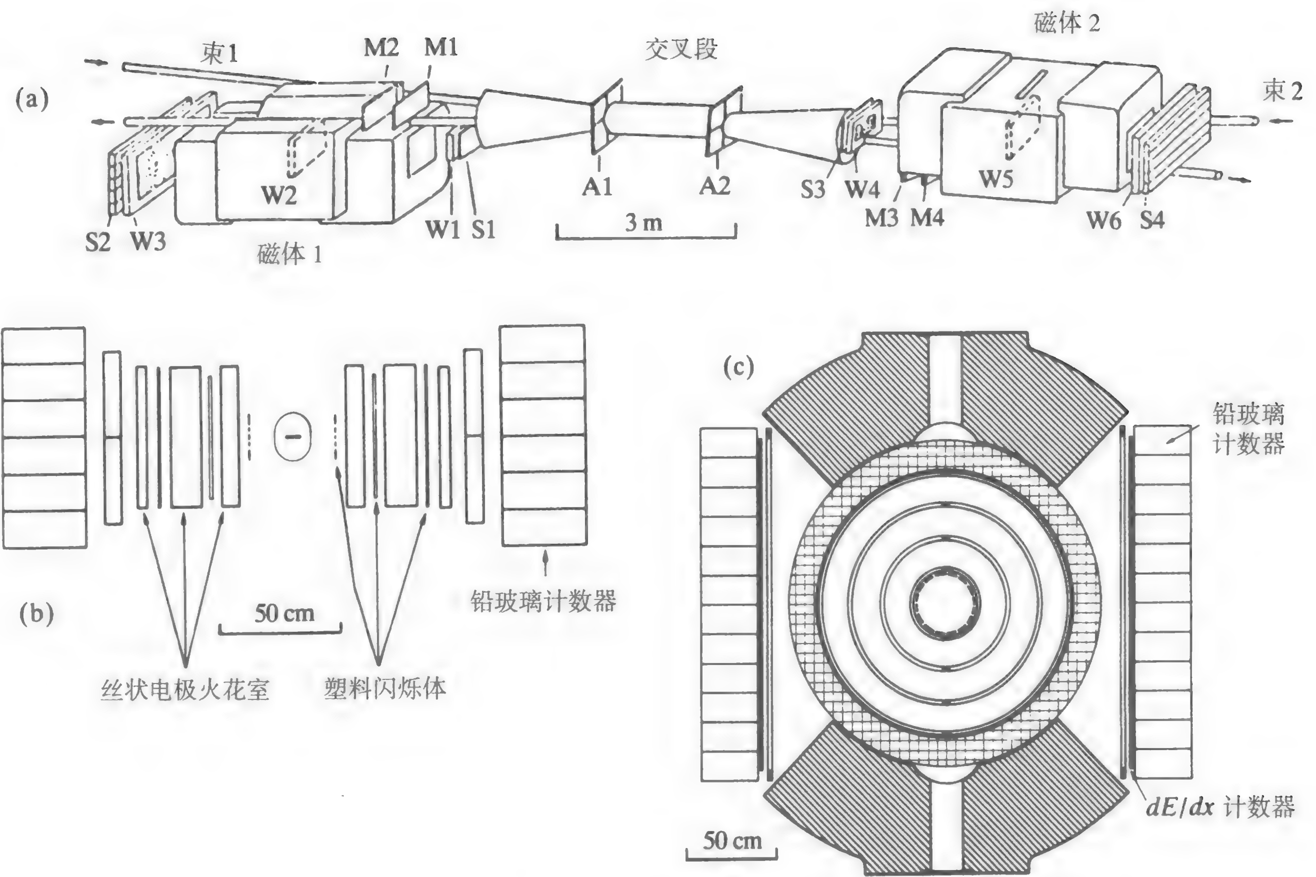


图12.5　ISR探测器结构的演变：(a) 早期旧物理学实验型；(b) 早期新物理学实验型；(c) (b)型的发展。

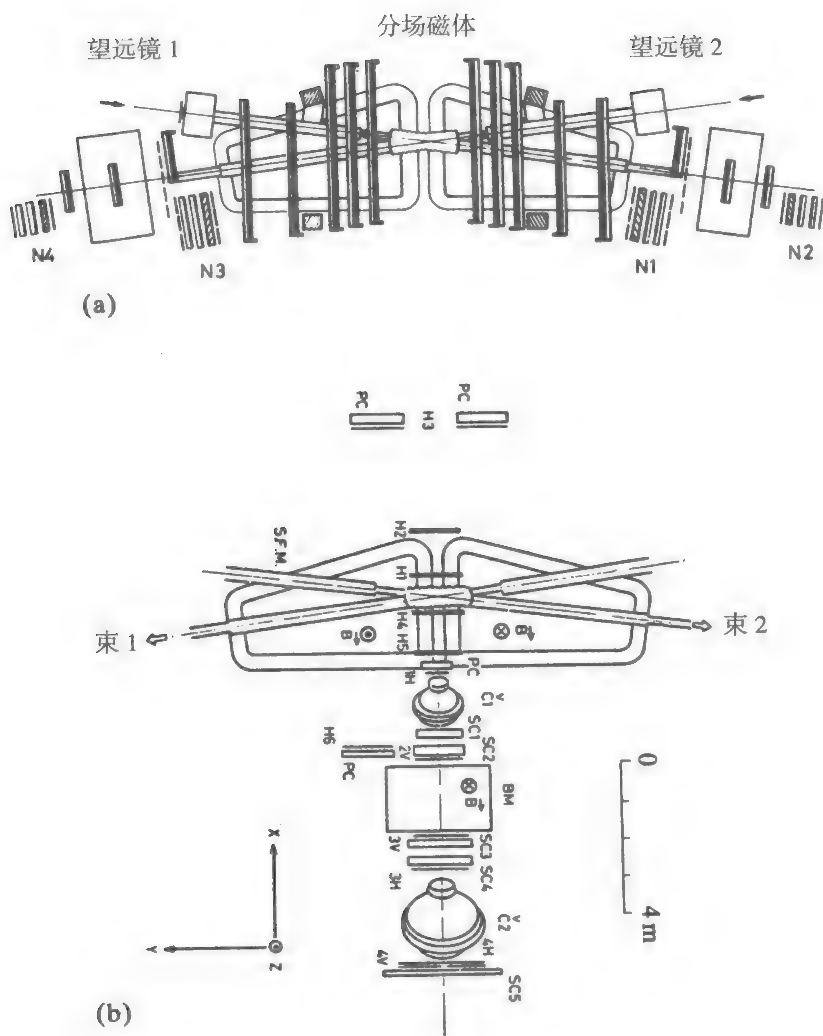
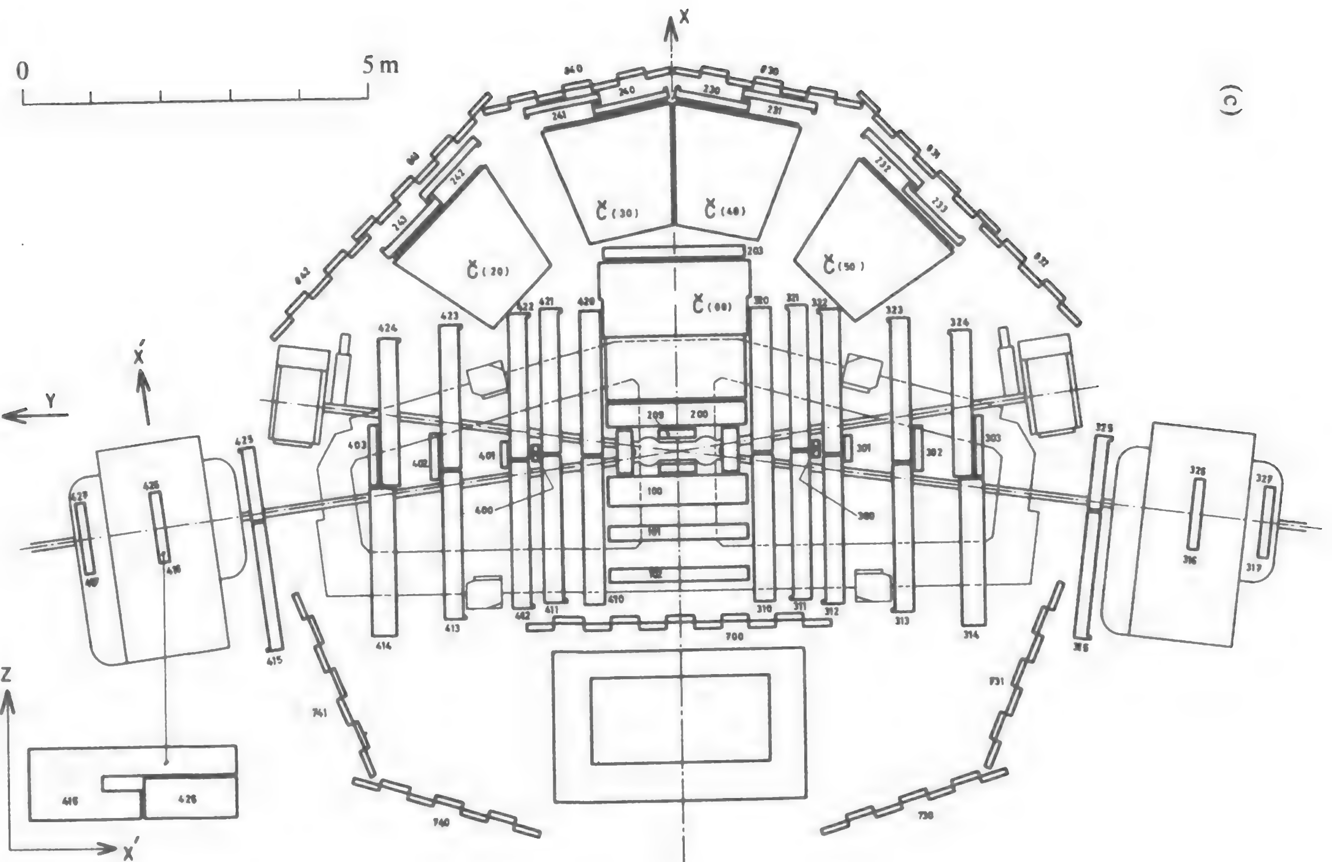


图 12.6　采用分场磁体探测器的 ISR 实验的演变：(a)70 年代初旧物理学实验型；(b)1974 年以后的新物理学实验型；(c) 70 年代末分场磁体的升级换代



(c)

如图 12.5(b)的实验最先被用于观测大横动量强子现象，但正如 ISR 实验
360 者所描述的：

> **ISR 上的发现……表明，我们可以用现有机器和即时触发大的实验现象来探测大横动量区域。(但) CERN ISR 和费米实验室新运行的仪器确实不足以解决大横动量强子实验遇到的问题。实验缺乏准备构成严重的障碍，直到数年后，满足需要的探测器才面世。**[32]

这里的问题是：虽然硬散射发生的概率要比原先预计的高得多，但它仍是一种非常罕见的现象(正如轻子产生，以下的评论对所有新物理学过程的实验均成立)。因此，为了在相当短的时间间隔内收集到相互作用过程的详细信息，实验者必须设计出新的探测器。他们推断，要获得尽可能多的稀有事例，就必须让探测器安装在相互作用区的周围，以确保逃逸粒子非常少。图 12.5(c)展示了 CERN-哥伦比亚大学-洛克菲勒合作研究组(现在还应加上牛津大学小组)自 1976 年以来所用的仪器。像图 12.5(b)一样，这幅图也是从束管方向看去的正视图，只是现在我们能够完整地看到周围探测器裹着的相互作用区域。

类似的发展模式明显贯穿于 ISR 实验方案。作为进一步的例子，我们可以从图 12.6 看看其后续发展。图中的 3 种配置都是基于分场磁体(SFM，一种主要的多用途器件)的使用，SFM 的工作原理是通过粒子在磁场中的偏转来测量粒子的动量。探测器配置(a)是 CERN-汉堡-Orsay-维也纳合作研究组在 70 年代初使用的形式。图中显示的是仪器的顶视图，向下看去是粒子相互作用区域。实验设计用于研究旧物理学课题——共振粒子产生，相应的探测器阵列沿束管轴向布置。配置(b)是利物浦-MIT-Orsay-斯堪的那维亚合作研究组自 1974 年以来研究大横动量强子时采用的形式。这里与图 12.5(b)一样，探测器布置得与束管轴线成 90°但远离相互作用区。最后，配置(c)展示了 70 年代末 SFM 的升级换代形式，在这种安排下，整个相互作用区被数量可观的探测器包围着，目的是要尽可能多地检测到粲粒子的衰变。

364 探测器布置上的这些变化反映了 ISR 上新物理学因素对实验实践的渗透，尽管它们并不能完全反映这种渗透的深度。相互作用区周围复杂探测器阵列的使用也给 ISR 实验者带来了新问题，那就是探测器如何避开严重的软散射强子背景已经不是简单地取决于几何安排，而是依赖于先进的电子学触发器。它可以仅记录轻子或大 p_T 事例而将软散射事例摒除在外。此外，这种触发方式之所以必要还有另一个原因：ISR 上的质子-质子相互作用总发生率约为每秒百万个事例，而大型多元素探测器及其相关的电子学能够处理的速率只有

每秒几个事例。超出极限值，输出信号变得无法处理。因此，设计好电子学以屏蔽绝大多数事例，只记录最珍贵的那些事例，对于这些探测器的使用是十分必要的。[33]

70 年代末 ISR 实验使用的探测器是真正的新物理学器件。它们的构造经过优化，以便得到新物理学的罕见现象，同时摒弃占优势的旧物理学背景事例。不仅如此，这些探测器的专用性非常强，它们唯一的目的就是调查罕见现象。它们的结构被设计得对通常的高发生率的事例不起作用。ISR 的探测器像固定靶实验中的高分辨率探测器一样，是规范理论世界观在实验室的具体体现。[34]

12.3 未来设想

到目前为止，我们已考察了新物理学观点对 70 年代实验实践的渗透。为了结束这一讨论，我们回顾一下同一时期高能物理界在新物理学的未来投资上达到何种程度。

纵观整个战后历史，高能物理发展的特点是不断建造更高能量的加速器。即使是最近在建的大机器，也是以更大更好为目标。直到 70 年代中期，这种飞跃式发展的势头一直在持续。对它的唯一限制是技术水平和财力，而非高能物理界的特定需要，除了因为质子同步加速器提供了旧物理学的主要食粮并预计将继续这样做。对此 SLAC 的主管沃尔夫冈·帕诺夫斯基在 1974 年写道："我认为，大多数粒子物理学家会同意，整个粒子物理学领域的发展节奏已经由加速器技术所带来的机会决定，而不是由高能物理学家的需求决定。"然而，随着新物理学的来临，这一观点开始发生变化。帕诺夫斯基继续写道：

365

今天……我不能确定情况是否仍然如此……对于下一代加速器或储存环（对撞机）的建设，历史也许不会重复：决定装置建设的可能是基本粒子物理学的尚未解决的问题而非新技术突破。我可以说，今天的粒子物理学已经罕有地处在一个难比现在更具"期望"的条件下。（大横动量强子产生、中微子和正负电子物理等实验等）最近的结果都强烈呼唤着要求高能量和高亮度（相互作用发生率）。因此，建设新一代加速器和储存环已到了刻不容缓的时刻。[35]

帕诺夫斯基的话音刚落，便发生了十一月革命，许多粒子物理学家对他的意见深表赞同。建造一个又一个大型质子同步加速器已不再能满足需要。帕诺夫斯基自己的实验室成为新物理学的先锋，并显示出对电子加速器和正负电子对撞机的强烈兴趣。同样，ISR 的方案也显示出质子-质子对撞机的潜

力。物理学家面对一系列可能的大机器方案，要做的是确定要建哪一种，其指标应该是什么，为此他们转向规范理论寻求灵感。量子色动力学在这方面没什么用。在更高的能量区域，量子色动力学理论家的预测基本相同：对标度无关性的偏离应更加突出；喷注现象应置于更加重要的位置，新的重夸克体系——如果它们存在的话——甚至会看起来更像是对氢原子结构的移植。在新机器上的实验不会有新目标显露。不过电弱理论提供了一个特别诱人且明确的目标：检测中间矢量玻色子 W^+，W^- 和 Z^0。正如 SLAC 理论家詹姆斯·比约肯在题为“未来加速器：物理问题”的文章中阐述的，“我觉得这听起来惊人(但却真实)的是，W 和 Z 的非发现性质……要比(W 和 Z 的)所有预期性质的发现更有利于革命性发展。”[36]对于电弱统一理论来说，中间矢量玻色子的存在至关重要，它们的质量预计在 50～100 GeV 范围。[37]这超出了当代加速器的能量范围，但还在技术可行性的范围内。

366 在世界各地，粒子物理学家对未来的设想里都可以看到中间矢量玻色子。70 年代末所有提上议事日程的新机器都要求针对中间矢量玻色子物理学展开研究。这里，我们从 CERN 的发展可以一窥该领域的全球发展概貌。在 CERN，正如下文讨论的，远期规划项目是建造一台巨大的正负电子对撞机，近期计划则集中在将 SPS 作为高能质子–反质子对撞机运行的可能性上。费米实验室也在孕育类似的计划，因此下面我将讨论大西洋两岸的这一发展。

质子–反质子对撞机

原理上说，质子–反质子($p\bar{p}$)对撞机项目很简单。反质子有与质子相反的电荷。因此物理学家预期，在质子同步加速器上，质子和反质子束的反向旋转可以将粒子加速到高能量，就像反向旋转的电子和正电子束在正负电子对撞机里得到加速一样。在质子和反质子束交叉相遇的地方，巨大的质心能量将满足产生中间矢量玻色子的需要。因此，用 CERN 和费米实验室现有的高能质子同步加速器似乎可以进行中间矢量玻色子物理学的实验研究。

但实际上，事情并不那么简单。除了改造质子同步加速器以满足需要带来的技术困难之外，还有一个反质子来源的问题：从哪里获得反质子？意大利实验者卡洛·鲁比亚首先解决了这个问题。鲁比亚身兼哈佛大学和欧洲核子研究中心研究员，也是费米实验室 HPWF 实验的骨干，1976 年，他同麦金太尔(P. McIntyre)和克莱因(D. Cline)一起发表了一篇文章，进行了如下论证：[38]反质子可以用质子同步加速器的质子束打金属靶来生成(一起产生的还有其他各种不同的强子)。当然这些反质子数量太少还不足以构成有用的强度，而且它们太“热”(能量范围太宽，出射方向过于分散)，而加速器需要的是动量范围很窄且“冷”的粒子束。但束冷却技术自 60 年代末以来一直不够成

熟，[39]为此鲁比亚及其合作者认为，可以大力开发这些技术来冷却由实验靶出来的热的反质子，然后将不同批次的冷却了的反质子堆叠起来，形成足以在 $p\bar{p}$ 对撞机上产生可检测的中间矢量玻色子的束流强度。[40]

这项建议让人们看到了在无须建造大型新加速器的条件下实现中间矢量玻色子物理实验研究的可能性。唯一需要做的就是改造现有装置。因此，按 CERN 总干事莱昂·范霍夫的话来说，从高能物理典型的支出规模来看，$p\bar{p}$ 对撞机似乎可以让中间矢量玻色子物理研究变得“快速而低廉”。[41]因此 CERN 和费米实验室的管理层变得非常热情。两个实验室都着手准备开发所需的技术，对此费米实验室首席执行官这么说道：

367

> **CERN 和费米实验室在建立质子–反质子碰撞机方面的齐头并进无疑将被视为另一场公平竞赛。奖品很可能是首次观测到弱作用粒子(即 $W^{\pm}$ 和 Z^0)。**[42]

因此，在 70 年代后半期，新物理学在 CERN 和费米实验室的 $p\bar{p}$ 对撞机装置的建设过程中茁壮成长。[43]大量的金钱和精力被投入到实现中间矢量玻色子产生的大加速器改造中(同一机器上的非 IVB 物理固定靶实验受到大量削减)。简单地说，CERN 赢得了这场竞赛。1981 年，在 SPS 上第一次观察到 540 GeV 的 $p\bar{p}$ 碰撞。1983 年，有关 CERN 发现可能是中间矢量玻色子的事例的报告登上了大众媒体的头条。[44]尽管被发现的事例只有一小撮，但在当时的背景下，很少有粒子物理学家敢于对电弱理论的 W 粒子和 Z 子已被发现这一事实提出质疑。欧洲物理学的这一巨大成就令美国人对自己的对撞机的未来前景深感失望。[45]

大型正负电子对撞机(LEP)

尽管 CERN 将 SPS 改造为对撞机物理机器做的是既快又成本低廉，但 SPS 对撞机不足以支撑 80 年代及以后的繁荣的高能物理方案。对撞机是一种技术上投机取巧，旨在首次实现对中间矢量玻色子的观测，并得到其总的特点，而要对其进行详细研究，束流强度是不够的。此外，对撞机只有两个相互作用区域，每个区域支持一种主要实验。虽然这些都是设想中的大实验，但它显然不可能让整个欧洲高能物理实验界参与进来。[46]因此我们需要有更多的东西，这就是大型正负电子对撞机(LEP)。

从一开始，欧洲核子研究中心就是一个质子实验室。先是 PS 然后是 ISR 和 SPS。在 70 年代初，有人预计，欧洲核子研究中心在将可预见的未来仍将是一个质子实验室。1973 年，大存储环(LSR)的设计研究正紧锣密鼓地进行

368 着。可以预见，LSR 是一个超级 ISR，用来存储来自 SPS 的 400 GeV 粒子束，以便实现质心能量 800 GeV 的碰撞。关于 LSR 的第一份设计报告在 1975 年已编制完成，[47]但随后，十一月革命的影响便波及整个高能物理界。而十一月革命崇尚的机器自然是正负电子对撞机。而且，除了作为新物理学机器的那些公认的优点之外，原则上说，能量足够高的正负电子对撞机很明显也是中间矢量玻色子物理研究的理想选择。只要有足够高的能量，中性 Z^0 这样的中间矢量玻色子就可以单独由正负电子湮灭产生出来(图 12.7)，并通过它们衰变到强子或轻子而被检测到。通过设定适当的束能量，正负电子机器可以作为一种 Z^0 工厂来运行——就像 SPEAR 和 DESY 被称为隐粲粒子工厂，CESR 被称为尤普西隆工厂一样。带电的中间矢量玻色子 W^+ 和 W^-，不能单独由正负电子对撞机产生，但通过 $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ 这样的过程可以提供了一种干净的实验源，这种源不存在质子对撞机实验所固有的那种强子背景干扰。唯一的问题是：LEP 机器在技术和资金是否可行？在 SPEAR 的总设计伯顿·里克特看来，答案是肯定的。1976 年 3 月，在一次对欧洲核子研究中心的访问期间，他勾画了一种质心能量 200 GeV 的正负电子对撞机。[48]

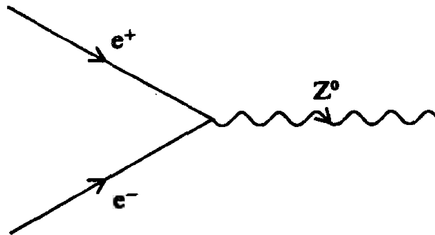


图 12.7　正负电子湮灭产生 Z^0

有了里克特的权威支撑，CERN 的 LEP 项目迅速超越 LSR(和其他正在审议的质子装置)而成为优先方案。CERN 开始成为一个电子实验室。1976 年 4 月，在 CERN 执行总干事和著名的机器建造者约翰·亚当斯的鼓动支持下成立了 LEP 研究小组。作为未来加速器建设欧洲委员会(ECFA)的主席，盖伊·冯·达德尔(Guy von Dardel)对这个项目给予了有力支持。ECFA 是一个独立于 CERN 的国际机构，其成员由各个国家提名产生。它在 LEP 建设过程中的作用是提供一种途径，使整个欧洲高能物理界都能够对装置规划做出贡献并对各种决定施加影响力。[49]接着，在 CERN 和 ECFA 的组织下，举行了几次针对 369 LEP 的研究和讨论会。1977 年 5 月，ECFA 建议，LEP 应成为“80 年代欧洲重大研究项目的主要装置”。[50] 1979 年，欧洲核子研究中心的决策机构——科学政策委员会——对 LEP 的建设做了这样的表述：“在整个粒子物理学史上，从来没有如此迅速地确定有待解决的科学问题，以及为了能进行关键性实验

我们需要建立什么样的加速器这样的问题。”[51] 1981 年，CERN 理事会代表 CERN 各会员国政府，一致同意：LEP 将建成一种能够将欧洲高能物理研究带入 90 年代的机器。[52]按照设想，LEP 的首次运行是在 1987 年前后，有 4～6 个相互作用区段，每个区段服务于一个大型实验组，LEP 预计将能够为欧洲大多数国家的实验高能物理界提供研究机会。[53]选择了 LEP，就意味着欧洲物理学家已将未来押在了新物理学上。像 70 年代的正负电子机器一样，LEP 被认为是一种研究新物理学现象的理想工具(而对于旧物理学的强子软散射研究则无用武之地)。LEP 的首要任务是寻找中间矢量玻色子并对其性质进行详细调查。但 LEP 像它的前辈一样，也为寻求更高能量的量子色动力学有关现象(强子喷注、新的重夸克态等)提供了机会。量子色动力学与电弱理论一并成为 LEP 实验计划的理论基础。[54]

新物理学世界观甚至渗透到 LEP 建设的工程规划中。欧洲核子研究中心的管理层一直渴望看到 LEP 尽快建成。但他们的行动受到财政紧张的限制。各会员国显然不会安排额外的资金用于 LEP——所有建设资金都必须从 CERN 现有的总预算经费中开支。LEP 的建造费用估计为大约 1000 万瑞士法郎。为了找到这笔资金，一种建议是关闭 ISR 并削减 PS 和 SPS 的项目经费。为了进一步加快施工进度，也有人提出，LEP 的建设宜走一步看一步。[55]正是工程和财务上的考虑使得电弱中间矢量玻色子的研究被推到了前台。LEP 建设的第一阶段(规划中的阶段 3)是实现能量高达 62 GeV 的电子束输出。这个版本的 LEP 预计将作为“非常有用的 Z^0 工厂”在 1987 年投入服务。[56]在阶段 3，LEP 的能量还不足以产生 W^+W^- 对，但一旦 Z^0 工厂的资源得到充分利用，就计划将 LEP 推进到阶段 1：通过增加额外功率输入将束能提高到 86 GeV。这样就可以实现“最佳估计给出的有良好产生率的 W 对”所需的质心能量。[57]最后，一旦 W 物理学得到充分探索，在技术发展允许的条件下，就将对 LEP 进行升级换代(阶段 2)：将阶段 1 使用的常规供电形式替换为超导装置，使束能提高到 130 GeV。预计这将为研究神秘的希格斯粒子开创新的能源体制，对电弱理论的自发对称破缺机制的研究也将成为其中的一部分。[58]

370

因此，在 70 年代，新物理学世界观渗透到 CERN(以及世界各地的其他主要实验室)实验的各个环节。高能物理实验者的日常工作已变得围绕新物理学现象研究来组织，探测器的使用也体现了对规范理论的偏爱。旧物理学现象研究已不入流。在未来，通过共同意愿和国际协议机制，新物理学研究将主要在两种机器上展开：SPS 质子-反质子对撞机(用于快速、低成本地搜索中间矢量玻色子)和 LEP(庞大而昂贵的正负电子对撞机，实现欧洲 90 年代实验方案设想的专用新物理学装置)。简言之，已有的实验成就和财务核算均表明，高能物理实验者已置身于新物理学的世界。[59]

注释和参考文献

1. Martin and Irvine(1983b)给出了相关的量化数据。他们指出(第23页表5)，在1969～1978年间，CERN从事高能物理实验的人数占CERN实验者总人数的25%～32%。CERN的经费规模差不多也占全世界高能物理研究经费的25%～32%。仅次于CERN的实验室要数费米实验室，它的规模占世界实验高能物理界的11%～12%，经费占世界的12%～13%。马丁和欧文还发现(第28页表8)，CERN发表的文章数占同一时期世界高能物理实验文章总数的26.5%。相比之下，费米实验室为8.5%(1973年到1978年之间：13.5%)；布鲁克海文，11.5%；SLAC，15.5%；DESY，3%。
2. 在那个10年里，大部分低能装置被关闭。注意，表12.1没包括DESY或康乃尔大学的电子加速器。在70年代末，两台机器的主要功能变成正负电子对撞机的束源之一，而不是支持独立的低能固定靶实验计划(见Madsen and Standley 1980，33，35)。
3. 请注意，对撞机提供小的实验方案(相对于有多种次级束的固定靶机器而言)。例如，在SPEAR上，能同时进行的只有两个实验，每个实验用一个e^+e^-交叉点；在PETRA上，在总共4个交叉点上可以上马一个或两个实验。对撞机方案的这种限制起着鼓励优先将正负电子实验用于新物理学研究——计划委员会将其有限资源用于对当代最感兴趣的现象的研究。也正是由于正负电子实验的限制，综述性文章提供了每台机器的相当全面的方案：关于SPEAR和DORIS的，见Feldman and Perl(1977)；关于CESR，见Franzini and Lee-Franzini(1982)；关于PETRA，见Mark J Collaboration(1980)，Schopper(1981a)和Duinker(1982)；关于PETRA和PEP，见Branson(1982)。正文中未予讨论的这些方案一个单独分支是量子电动力学的检验。由于这些机器通常都是作为每一台机器开辟一个新的运动学范围的方式来运行的，因此从来没有发现有背离量子电子学的现象发生。

   在表12.1开列的电子机器中，SLAC的电子直线加速器作为唯一一台支持固定靶实验计划的机器而显得与众不同。这一计划对新旧物理学的界限很模糊。在整个70年代，用初级高能电子束进行的实验属于新物理学实验：其目的是探讨标度无关性、标度无关性的破坏，以及弱中性流。然而，SLAC的加速器还提供低能强子的次级束，在这方面SLAC的方案有点类似于后文要讨论的CERN质子同步加速器。
4. 例如，CERN的SPS提供了总计17路次级束：2路中微子束、电子束和μ子束各一，以及13路强子束(Madsen and Standley 1982，1)。在SPS上可同时进行超过17个实验，因为中微子束的探测器可以串联设置(这样每个探测器接收到的其他束粒子可以大大减少)。在前面的说明中还给出了正负电子对撞机上可同时进行的实验数的统计。相对于对撞机的固定靶实验数据的收集率的讨论，见第2章。
5. 根据马丁和欧文的统计(Martin and Irvine，1983b，28，Table 8)，在1969～1978年间，CERN、布鲁克海文国家实验室和费米实验室等质子实验室发表的文章数占高能物理实验发表的文章总数的46.5%。在同一时期，电子实验室——DESY和SLAC——的文章

数占 18.5%，但在这个比例里，固定靶与对撞机的文章数之比为 5 比 1(Martin and Irvine 1983b，18，Table 3)。

6. 我必须强调，在本章中，我所关注的是确立实验方案演变的总体趋势而不是实验发现。当然，CERN 的有些变化趋势源于其他装置上的发现。但在这方面 CERN 曾是新物理学“最难对付的”对象，CERN 实验实践的转变提供了规范理论世界观渗透到高能物理实验的最佳范例。

   关于谢尔普霍夫的实验方案也需要作些评论。从能量上说，谢尔普霍夫的加速器与 CERN 的 PS 和 SPS 属于同一档次，因此我们可以合理地假设(详细信息权当已知)，谢尔普霍夫的发展趋势与 CERN 如出一辙。然而，苏联的高能物理实验遇到了我们在本书第 2 章注 2 中所指出的问题，这个问题可能导致东西方之间的重大分歧。我没有谢尔普霍夫方案的定量信息，但很显然，它对 70 年代高能物理的整体发展几乎没有产生重大影响，因此在这里我不再予以讨论。 372

7. 重点关注 CERN 的另一个附带的好处值得提一下：CERN 研究计划数据的广泛易得性。对于所有机器，这种数据的原始来源是提交给有关机构的(成功的和不成功的)实验建议记录。这些记录以未公开的形式保存于各实验室。然而，CERN 的独特之处在于其实验方案的细节广为传布。(这种独特性与 CERN 作为国际组织的立场有关，它要照顾到许多国家的分支机构。)

8. 图 12.1 ~ 图 12.3 的来源主要是 1970 ~ 1980 年间的《CERN 年度报告》，以及从 1975 年起每年出版的《CERN 实验》(二者均可从 CERN 处得到)。van Hove and Jacob(1980)也是有用的材料。每项在研的和专项(特定课题)实验算作一个单位(偶有些实验横跨新旧物理学两个课题，则折半计入各个领域)。显然，这种不计努力程度和资源范围，等权重地统计所有实验的处理方法带有一定程度的随意性。因此，图 12.1 ~ 图 12.3 在细节上的小幅波动可忽略不计。但大趋势不受统计方法的影响。

9. CERN 的一位总干事曾于 1980 年指出，“PS 和 SPS 之间的大部分开支转移都是因为多年来物理学家由于 SPS 的研究视角更具吸引力而造成的由 PS 转向 SPS 所致。”(Adams，1980，14)在美国，布鲁克海文国家实验室 31 GeV 的 AGS 实验项目同样因费米实验室 500 GeV 的质子同步加速器的出现而大受影响。欧文和马丁注意到(Irvine and Martin，1983b，20)，布鲁克海文的“产生力在 70 年代中期因美国的实验人员转向费米实验室更强大的装置而下降。”有关 CERN 的 PS 和 SPS、AGS 和费米实验室发表的文章的定量数据，见 Irvine and Martin(1983b，18，Table 3)。

10. 在布鲁克海文国家实验室，AGS 是整个 70 年代里唯一的一台加速器，中微子实验和用强子束对粲粒子的研究，伴随着重子偶素物理的蓬勃发展，一直持续到那个 10 年末。有关 1976 年前后 AGS 方案的广泛综述，见 Hahn，Rau and Wanderer(1977)；有关其后续发展，见年度报告《布鲁克海文国家实验室摘要》(可以从弗吉尼亚州斯普林菲尔德国家技术信息服务处得到)。

11. 这个图的来源见附注 8 以及贾科梅利和雅各布给出的关于 ISR 实验项目的广泛评述(Giacomelli and Jacob，1979，1981)。请注意，与 PS 和 SPS 相比，ISR 上的实验相对较少。这是 ISR 上实验可用的质子-质子交叉点数量有限的反映。ISR 实验项目在 70 年代 373

末明显下降并不意味着一部分高能物理实验者缺乏热情。70 年代初，ISR 上的第一代实验上得非常快，后来实验规模逐渐变大，变得更复杂，更新得也更慢。

12. 图 12.2 中没有包括 1980 年的 4 项旧物理学实验。这些是有关用 ISR 存储非质子束的第一代实验。其中一项实验研究 α 粒子(氦原子核)束的软散射，其余 3 项研究质子-反质子碰撞。充以 α 粒子的 ISR 是探索 ISR 的多功能性计划的一部分，而反质子束的使用是下面要讨论的 SPS 质子-反质子对撞机项目的副产品。最初几轮的 α 粒子和 $p\bar{p}$ 实验旨在探讨 ISR 能量区域有关相互作用的总的特征(旧物理学)，那时罕见现象(新物理学)的研究还没有展开。因此，旧物理学在这些实验上的再现并不表示人们对这方面的兴趣的回归。
13. 如图 12.2 所示，1974 年以前的新粒子实验对假想粒子——孤立的夸克和磁单极子——的探索是不成功的。在新的加速器和对撞机上都进行过这种例行搜查。
14. 在 SPS 运行的第一年里，实验项目数明显下降，这是这种统计方法造成的假象。根据同一时期数据重画的图 12.3 可以看出，总体上差异很小。这种处理也适用于图 12.1 和图 12.2。
15. 虽然在 70 年代末旧物理学实验在 SPS 上仍占优势，但应当指出，这是惯性使然，并非有深厚的理论背景。高能物理实验的规划和准备通常需要好几年时间，大多数人认为，70 年代末进行的旧物理学实验更多的是出于对旧物理学的眷恋。70 年代末和 80 年代初发表的关于旧物理学的评述也是这么认为的。例如，Ganguli and Roy(1980，203 ~ 204)是这样开始他们对雷吉现象的软散射强子单举过程的描述的：

对单举反应的雷吉现象的研究，如对一般的雷吉现象研究一样，实际上在 5 年前就基本上停止了。然而，单举反应以及相关的低 p_T 数据在这些年里还有缓慢而稳定的积累。事实上，这些实验中有许多是按雷吉分析的目的来设计的，性质上优于较早时期的同类实验。时间滞后的原因仅仅是现今电子学实验需要有一个孕育过程，该领域兴趣的下降毫无疑问会使得某些情形下所花的时间进一步延长……(本综述)重点放在过去 5 ~ 6 年积累的有关资料上，这些资料有许多至今仍未得到处理。

374

综述了遍举软散射过程的实验数据之后，艾伦 · 欧文(Alan Irvine，1979，621)更简洁地给出了类似的观点。“总之，”他评论道：

最近的(也可能是最后的)两体强子实验数据的质量是非常高的，它们提供了许多答案。不幸的是，很少人能记得问题是什么。

常规共振实验的衰落甚至比高能软散射物理更明显。CERN 的一位专家，实验者 M. Ferro-Luzzi，在 1980 年的一篇题为“重子谱前景”的文章(M. Ferro-Luzzi，1981，45)中是这样开篇的：

往事组合起来得到的一般印象就像童年里的一段记忆。真正的工作始于 70 年代

初，但从来没有达到任何可观的水平。在对所谓的未开垦处女地表层的断断续续的探索之后，所有重要的活动都停了下来。只有少数几个互不搭界的研究小组还在一点点地发掘着诱人但不确定的结果。

费罗卢齐将共振谱研究的停滞归咎于3个因素：缺乏发展合适的探测器；“对能量越来越高的加速器的不可遏制的追求”，这是因为我们“很难看出束能和装置能量的提高是如何能够有益于高能物理学研究的，这种物理学本质上说是高能态比低能态更容易研究”，以及“比上述两点更重要的一点是……物理学界对这一领域缺乏兴趣。”

所有上述作者都是要强调，共振实验和软散射实验的重要目标今后依然存在，适当的探测技术已经存在或有可能得到发展。他们在概述方案时的悲观情绪可能还会持续，他们的悲观不无道理。我们已经注意到 PS 实验方案在 70 年代后期的衰落；ISR 计划在 80 年代初结束(见 12.3 节)，以及 SPS 固定靶实验在未来将以新物理学为主的愿景(见下文注 30)。

16. 对于横跨这三个领域的中微子实验物理发展的专业性综述，见 Cline and Fry(1977)，Mussel and Vialle(1978)，Barish(1978)，Sciulli(1979)和 Fisk and Sciulli(1982)。
17. 费米实验室在 70 年代与 SPS 平行的发展：70 年代初期旧物理学所主宰的项目在 11 月革命期间让位于新物理学。贾科梅利、格林和桑福德(Giacomelli, Greene and Sanford, 1975)综述了 20 世纪 70 年代中期费米实验室的研究状态。惠特莫尔(Whitmore, 1974, 1976)讨论了费米实验室用 30 英寸和(后来的)15 英尺泡室进行的广泛的高能软散射研究。后来的发展可以查阅《费米实验室年度报告》(由费米实验室提供)。美国高能物理专门小组给出过费米实验室实验方案的演变情况(1980, 13)： 375

费米实验室的物理项目研究采用 400 GeV 质子同步加速器……质子束可以同时对准几个靶，产生强子、μ 子、光子和中微子等次级束。可以就各种项目同时进行多达 15 个实验。

在早期(1972~1974 年)，实验方案主要以探索新的能区为主。实验范围从低能强子物理扩展到对夸克和磁单极的搜索。随着机器的成熟，实验方案的重点聚焦到对强子结构、亚核成分之间的相互作用以及如粲粒子这样的新的物质形式的研究上。

费米实验室物理实验的主要发现是尤普西隆共振态，由此导致了引入第五个夸克——b 夸克——对尤普西隆的解释。核子的亚结构一直用 μ 子和中微子散射来研究。π 介子的结构则是通过 π 介子与核子碰撞产生二 μ 子来进行研究。强子的静态特性，如超子的磁矩，得到了测定。这项实验还揭示出一些意想不到的动力学效应，如大横动量下产生的超子的极化态。实验还对粲粒子的产生和特性进行了许多测量，其中对粲粒子寿命的直接测量尤为引人瞩目。

18. 应当指出的是，在某种意义上，世界范围的新物理学实验的增长是一种自我强化的过程。在主要加速器和对撞机上从事实验要受到由高能物理首席实验者和理论家组成的项目委员会控制(在 CERN，则是科学政策委员会)。这些委员会收到实验项目建议书

后，将裁决是否应分配机时给该项目。在11月革命后，这些裁决反映了学界对新物理学的共识。形形色色的个别实验者仍然热衷于追求旧物理学研究方案，但发现他们很难让有关的委员会相信这些实验是值得进行的（私人通讯）。

19. 关于在SPEAR上延误了发现D介子的另一个经常被提及的原因是其复杂的本底背景。
20. 其他途径是采用核乳胶、半导体探测器或高压流光室。这些方法的综述见Bellini，et al.（1982）。关于高分辨率泡室方法，见Montanet and Reucroft（1982）；通俗的说明见Sutton（1982）。我很感谢费舍尔博士关于CERN泡室方案所进行的讨论。
21. 关于LEBC搜索粲粒子的技术性说明及其优化，见Benichou，et al.（1981）。
22. Allison，et al.（1980）。
23. 关于EHS与LEBC结合使用的细节，见Aguilar-Benitez，et al.（1983）。
24. 关于费米实验室测量的综述，见Whitmore（1974，1976）。
25. Bellini，et al.（1982，72，Fig. 6）。这一事例的首次报道，见Adeva，et al.（1981）。
26. LEBC采用经典光学达到的空间分辨率为40μm量级。为了改善这个分辨率，以便能够看到粒子寿命短到10^{-14} s（裸b态的预期寿命）的甚短径迹，CERN实验人员开始使用激光和全息技术来记录数据。1980年迈出了采用这一技术的第一步，就是用一种小的称为BIBC（伯恩微气泡室）的专用泡室。按照设想，未来的实验将采用激光光学和μ子触发，旨在使半轻子的粲粒子衰变样本在传统的强子背景下变得更丰富。详情见Montanet and Reucroft（1982，69～83）。

    有趣的是我们注意到，高分辨率泡室的发展带来了高能物理实验者与激光/全息专家之间的共生关系：见CERN（1982）。
27. Jacob（1982，3）。
28. Montanet and Reucroft（1982，81）。
29. Fisher，私人通信。
30. 1979年，CERN实验物理部的负责人概述了SPS目前和未来固定靶实验方案的整体构想（Gabathuler 1979，72，77）：

    SPS方案的主要目标是有助于我们加深对强相互作用的理解，在目前的量子色动力学模型里，我们假设夸克相互作用（受规范理论支配）……目前SPS上正在进行的固定靶实验方案广泛基于这一物理目标，束和探测器的安排能够完全满足该方案。以“精细颗粒”形式出现的新探测器采用了量热器和半可视技术，肯定会被添加到现有的实验中来，执行明确界定的物理任务。正如其主题所表明的那样，物理方案将对现有理论偏好，主要是量子色动力学，进行详细的实验检验。

    关于1984～1989年期间CERN和费米实验室的固定靶实验方案的详细讨论，见Mannelli（1983）。
31. 图12.5和图12.6改编自Giacomelli and Jacob（1979）的图5.6、图5.7、图9.2、图9.3和图14.2。贾科梅利和雅各布还提供了有关实验的细节。他们总结的ISR实验项目的整体发展如下（1979，13）：

目前，为使实验能够看到比第一轮实验更精细的效应，探测器的复杂程度和规模大大提高了……

研究趋势有了很大改变……1972 年，用比较简单的探测器就可以对弹性散射和单举过程进行范围广泛的 σ_{tot} 测量(旧物理学)，但到了 1975 年，几乎所有涉及到粒子间关联的实验和研究方案都已经非常专业化。1978 年，在进行轻子对产生和大横动量现象(即新物理学)实验研究时，这种专业化更是有过之而无不及。由于涉及到的截面非常小，因此不得不兴建可以在大的立体角上进行动量检测和粒子识别的新的大型尖端探测器。 377

32. Darriulat(1980，23)。
33. 见 Fabjan and Ludlam(1982，371)。这些作者讨论了大型多元探测器在强子实验上的应用。他们清晰地揭示了探测器设计与新物理现象的重要性以及新物理探测器固有的局限性之间的联系：

    强子机器上的事例发生率，无论是固定靶还是碰撞束，可以非常大。ISR 的碰撞率……大于等于 1 兆赫……这类机器本身并没有很高的碰撞率，只是具有在几个月的时间里产生大量的非常有用的罕见事例的能力。这要求触发器具有很高的选择性，能够摒弃进入探测器的大多数事例。事实上，一个有上千读出道的大型探测器系统一般能够记录下的事例数不会超过每秒几个。

    Fabjan and Fischer(1980)对 70 年代以来的电子探测器的发展提供了详细的综述，同时强调了处理信号和触发安排的发展。
34. 我们有必要对 ISR 探测器的新物理结构设计方面给予进一步说明。首先，优先满足触发要求促进了量热探测器的发展(见 Fabjan and Ludlam 1982)。这些探测器通过使粒子停止运动并将其能量转换成电子信号来直接测量粒子的能量。因此它们可以比传统探测器(其中粒子的动量由磁场对粒子的偏转测量计算得到)更快地鉴别出大 p_T 和小 p_T 的粒子来，并能够提供更快的触发。

    量热器较之传统电子学探测器的其他好处还有：①对中性粒子与带电粒子一样敏感；②可用来鉴别电子、μ 子和强子；③是一种体积较小、更为经济的高能量粒子探测器：就给定的动量分辨来说，量热器的尺寸是按待测粒子能量的对数成正比地提高的，而传统探测器的尺寸的变化则与待测粒子动量的平方根成正比。正是这第 3 点因素使得量热器对于下一节要讨论的超高能量对撞机实验特别具有吸引力。

    ISR 上的第一个量热探测器于 1976 年使用(实验 R806)。这个由布鲁克海文-CERN-锡拉丘兹-耶鲁大学合作构建的探测器使用液态氩和铅板来识别电子和光子。1980 年，它被更大的、用作强子探测器的铀/闪烁体量热器所取代(R807)。由布鲁克海文-CERN-哥本哈根-隆德-卢瑟福-特拉维夫合作建设的这款新量热器，与其他电子学探测器一起，组成了所谓轴向场谱仪(AFS)。在 1977 年 4 月批准建设时，AFS 即在各个方面按新物理学装置的要求进行了优化(技术细节描述，见 Gordon, et al. 1982)。 378

例如，电子学安排做到有可能触发全面的新物理学现象：喷注、多种轻子等(Gordon, et al. 1982, 311～312)。从更基本的层面上看，AFS之所以号称轴向场谱仪，是因为它采用轴向磁场(沿束轴取向)来进行动量测量。这种磁场安排的好处是，不感兴趣的软散射带电粒子可以绕磁力线旋转，并保持束管内——从而不进入探测器。早先的ISR装置曾采用过不同的磁场位形。例如在SFM上就采用了垂直于束轴的磁场。这些磁场的作用是将软散射粒子拉出束管使之进入探测器。在旧物理学时代，SFM最初的这种设计是有道理的；但到了70年代后期，对于新物理学的目的来说则是不必要的了。

关于对撞机探测器因新物理世界观而带来的结构变化的半通俗性综述，见Willis (1978)。

35. Panofsky(1974, xi～xii)。
36. Bjorken(1977, 971)。高能物理实验者大卫·米勒(David Miller, 1977, 288)评论道："比约肯提出的一些东西让粒子物理学家感受非常强烈，建设下一代加速器就是这样一种情形。比起以往任何一代加速器，下一代加速器可以造得更精确，也更令人有信心。"
37. 在标准模型下，W和Z的质量由θ_w决定。利用中微子实验得到的θ_w的值，计算出W和Z的质量分别为78 GeV和89 GeV。电弱统一理论的另一个潜在的重要预言是希格斯粒子。假设中间矢量玻色子的质量是由希格斯机制产生的，那么至少应该存在一种这样的粒子。不过，有关希格斯方面的预言至今没有得到任何明确结果。例如，标准模型中存在一种单一的希格斯粒子，但理论上对其质量设定的唯一约束是其质量它应在7～300 GeV之间。因此，与中间矢量玻色子不同，希格斯粒子不可能成为机器建设与实验研究的明确目标。
38. 见Rubbia, McIntyre and Cline(1977)。
39. 可采用的冷却技术有两种。两种方法都是将热的反质子储存在环内。第一种方法由新西伯利亚的物理学家格什·布德克尔(Gersh Budker)设计，是用反质子与冷电子的相互作用来冷却反质子。第二种方法由CERN的物理学家西蒙·凡德米尔(Simon van der Meer)设计，反质子"随机地"被冷却：在储存环的给定点上测量反质子束的涨落，然后用这个涨落来产生反质子轨道径端对点的降温信号。关于这两种技术的讨论和原始文献，见Cline and Rubbia(1980)。关于CERN最终采用的随机技术的综述，见Mohl, Petrucci, Thorndahl and van der Meer(1980)。

379

40. 在70年代曾有过许多关于中间矢量玻色子的产生率和衰变模式的详细估计。关于它们对未来实验的影响的评价，见Quigg(1977)和Ellis, Gaillard, Girardi and Sorba(1982)。值得一提的是，这些评论分别来自费米实验室和CERN，这两个实验室的$p\bar{p}$对撞机实验的筹备工作正在进行中。
41. van Hove(1976, 34)。在CERN，需进行的工作主要是建立一个具有适当束流传输线的小的反质子冷却环，以及在SPS的$p\bar{p}$相互作用各点兴建实验大厅。经费从CERN的运行预算中列支。
42. Wilson(1980, 39)。
43. 虽然$p\bar{p}$对撞机被认为是通向中间矢量玻色子的一条道路，但它们没必要按新物理学机

器来运行。原则上，它们可以像70年代初的ISR那样致力于旧物理学问题。但是，为对撞机实验设计的探测器有效地强化了其新物理学的用途。例如，在CFRN的SPS上，设想有两个$p\bar{p}$相互作用区，并且两者都装备了大量探测器。我们暂且分别称为UA1和UA2，每个探测器都是70年代末开发的用于ISR的新物理学型探测器(其讨论见第2节和前述注34)。除了搜寻中间矢量玻色子，这些探测器还设计用来探寻对撞机能量的新物理学现象的标准范围：强子喷注、轻子产生、重夸克态(包括搜寻t夸克)等。UA1探测器长10米，截面为5×5平方米，重达2000吨。它是在卡洛·鲁比亚领导下，由欧洲和美国的11家研究机构的100多位物理学家合作设计和建造的。UA2探测器要小一点，是由皮埃尔·达里乌拉领导的来自6个欧洲机构的51位专家合作设计制作的。UA1和UA2实验(和几个较小的、设计用来与它们一起运行的实验)的技术说明见《CERN实验》。关于这些实验以及CERN和费米实验室对撞机物理发展的通俗说明，见Cline，Rubbia and van der Meer(1982)。

44. UA1和UA2实验的第一个正面结果发表于1983年1月12~14日在罗马举行的第三届"质子-反质子对撞机物理专题研讨会"(Rubbia 1983，Darriulat 1983，又见Arnison，et al. 1983a和Banner，et al. 1983)，并在1983年1月25日的CERN新闻发布会公布(见*CERN Courier* 1983a，44)。1983年1月27日，英国电视台以《日内瓦事件》为题专拨一小时的节目用于介绍SPS对撞机项目及其结果，随后，大众媒体和科学出版物给予了多方说明。在编写本书时(1983年7月)中间矢量玻色子物理实验的状态正是这样。在1982年年底的实验运行中，UA1和UA2合作组监测到大约10^9个$p\bar{p}$相互作用事例。380 通过触发喷注和轻子，每个组记录的事例数减少到约10^6个(关于极其复杂的电子学触发安排的说明，见*CERN Courier* 1983c)。UA1和UA2的实验者从这些样本中分别成功地分离出6个和4个W子候选事例。在这些事例中，都观察到大p_T的电子，因此可看成是存在特定衰变：$W \rightarrow e\nu$，这里中微子检测不出来。根据这些事例，UA1实验组估计W子的质量约80 GeV——在预期的范围内(见*CERN Courier*，1983)。在随后几轮的运行中，共监测到3×10^9个$p\bar{p}$相互作用事例，由触发产生的相互作用事例减少到2×10^6个。从这些样本中，UA1合作实验组分离出5个Z^0候选粒子，其衰变到轻子对的特征鉴定为：有4例为$Z^0 \rightarrow e^+e^-$形式，1例为类似于$Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$的形式(见*New Scientist* 1983和Arnison，et al. 1983b)。分配给Z^0的质量是95 GeV，也在预期的范围内。

少数候选事例的统计意义不具有压倒性的力量，例如，我们可以回顾一下费米实验室没看到6 GeV的尤普西隆的情形(见10.1节)。但正如一位高能物理界领袖级理论家所说的那样(Harari 1983，52)：

最近报道了W玻色子的第一个直接证据……在未来几年里，新的粒子加速器和更灵敏的探测仪器将对模型(标准的电弱理论加量子色动力学)所预言的其他性质进行检验。大多数物理学家都相当肯定，它们将得到证实。

45. 这里有必要提及与CERN反质子项目有关的两个进一步发展。它们关系到冷却反质子束的另一种用途。虽然束主要是用来输入SPS，但它也可以用来输入ISR。实际上，冷

却反质子束在 SPS 就绪之前就已经准备好，因此对 CERN 的 $p\bar{p}$的首次观察是在 ISR 上进行的(见 Schopper 1981b，14，以及前注 12)。另外，冷却反质子束的出现还复苏了人们对 CERN 低能反质子物理的兴趣。从 1977 年开始，建设 LEAR(低能反质子储存环)的计划得到奠定。LEAR 的目的是要获得冷的反质子，将其用作能量范围在 0.1 ~ 2 GeV 的固定靶实验的入射束。一般来说，LEAR 实验可以大大提高低能反质子相互作用实验数据的质量：这种束的强度至少比传统的反质子束强上一千倍，而且具有十分清楚的动量，使人们有可能进行非常精确的测量。LEAR 的可能用途包括核和原子物理学方面的课题。高能物理界对 LEAR 的主要兴趣在于用它进行重子偶素的搜寻和精密测量粲偶素态。我们还可以对 $p\bar{p}$ 相互作用进行更多的常规属性的研究。

LEAR 预计在 1983 年投入运行。关于它的历史、建设和实验方案的设想等，详见 Gastaldi and Klapisch(1981)和 Jacob(1980)。

46. 见前注 43。
47. 见 Adams(1980，25)。
48. Richter(1976b)。

381 49. 我感谢 P. Darriulat，J. Mulvey 和 A. Zichichi 在提供 LEP 计划信息方面给予的帮助。
50. ECFA(1977)。
51. 引自 Landshoff(1979，93)。
52. Teillac(1981)。
53. 见 ECFA 工作组(1979)。
54. 见 CERN 和 ECFA 研究小组的报告，例如：Camilleri，et al.(1976)，ECFA/CERN (1979)和 Zichichi(1980)。
55. Adams(1979，14 ~ 16)。
56. LEP 研究组(1979，2)。
57. LEP 研究组(1979，1)。
58. 关于希格斯粒子，见前注 37。关于 LEP 的技术性说明，见 LEP 研究小组(1979)。
59. 这里对除 CERN 以外的其他实验室主要装置(见表 2.1 和表 2.2)的未来规划做一简短评述是恰当的。在 70 年代，美国有 4 个主要项目：费米实验室用于固定靶实验的 1 TeV质子束产生项目；进行 2 TeV $p\bar{p}$ 对撞机物理的设想；处于建设中的布鲁克海文伊莎贝尔(Isabelle)pp 对撞机项目，目标是实现能量 800 GeV 的高相互作用率实验；斯坦福大学实施的斯坦福直线对撞机(SLC)研究项目，目标是实现 100 GeV 量级的正负电子碰撞。所有这些项目装置都被视为新物理学机器，美国如同欧洲一样，电弱中间矢量玻色子提供了详细规划的参考点。正如美国权威的高能物理咨询小组在对全美项目进行评述时所说的那样(1980，8)：“中心目标很明确，就是直接观察到这些粒子(W^+，W^-和 Z^0)。”(有关伊莎贝尔的机械设计和所用探测器的细节，见 Hahn，Month and Rau 1977 和 BNL 1977；关于 SLC 的细节，见 SLAC 1980b，1982。)

在欧洲，LEP 以外的新机器的建设在 70 年代末正在积极考虑中。这就是 DESY 将建于汉堡的 HERA——电子-质子对撞机。这台机器的目标是：在比现有固定靶电子加速器(如 SLAC)高得多的质心能量下实现电子-质子对撞。作为 70 年代末重大项目里独

13 大统一理论

383 阿雅泰利斯：结论是明确的。量子色动力学显然是正确的，它的神奇已经得到实验数据令人信服的证明(即使没有，那也很快将要实现)。

在这种情况下，相信量子色动力学的正确性已不再需要在信念上付出巨大努力，我必须去寻找一些新的、更深远的信念去追求，我已经有方向了：我要去探索强相互作用、弱相互作用和电磁相互作用三者统一的大统一理论。这种理论会澄清并创造出很多有趣的新的奥秘。它所预言的奇迹之一，便是物质的终极不稳定性——质子应该有一个$10^{30\pm2}$年的有限寿命。这就提出了许多有趣的有待解决的神学问题。例如：

质子是由上帝构造的吗?

德奥拉：阿雅泰利斯希望她(上帝)是，这样他便可以取代她登上她的宝座。[1]

本书的描述即将接近尾声。在前面四章里我们已经看到，在20世纪70年代后期，电弱理论和量子色动力学是如何在高能物理领域逐步走向统治地位的。这种理论结构不仅影响到现在，而且也影响到未来的研究实践。我们已具有这样的共识：世界是由夸克和轻子组成的，它们具有规范理论家所描述的相互作用。但比约肯的“新的正统”里包含了三个理论要素，迄今我们只讨论了其中的两个。除了标准的电弱模型和量子色动力学之外，比约肯的规范理论正统三位一体里还包括了SU(5)“大统一”理论。因此大统一理论是这部历史叙事的最后一个主题。[2]在第1节里，我们概述大统一理论的理论发展。虽然这一理论在高能物理理论家那里已耳熟能详，但在当代高能物理实验界其影响并不大。相反，高能物理理论家却可以借此与宇宙学家和从事地下深井实验的实验者搭上关系。因此第2节和第3节分别探讨大统一理论与宇宙学和地下实验的关系。

13.1 大统一理论与高能物理学

随着1978年直观微扰论对量子色动力学的成功处理，许多高能物理理论384 家看清了——一个时代行将结束。目前已存在描述电弱作用和强相互作用的场论，也有了运用这些理论来处理唯象问题的计算技术。唯象描述的规范理论传统以一种与高能物理主流实验共生的状态存在。当然，量子色动力学里

的夸克禁闭问题还没有解决，但对这个问题的一些非微扰处理方法已经在发展中。致力于微扰处理的理论家们乐见将禁闭问题留给非微扰专家去处理，相信他们能够为拼上最后一块拼图。从这个角度看，理论高能物理的任务，正如此前所理解的，已经完成：大自然的基石已经得到确认，其性质已被理解。但就其本身而言，下面这个结论是无法接受的：如果粒子物理学的问题都解决了，那么高能物理理论家就什么也不用做了。理论家们不愿意收拾行李离开现场，他们环顾四周，开始寻找新的“自然神来祭拜”。在 20 世纪 70 年代后期，许多人便将祭品献给了大统一理论这尊大神上。[3]

大统一理论(有时写作 GUT)试图将弱相互作用、电磁相互作用和强相互作用——粒子物理学的所有的力——统一到一个单一的规范理论下。“大综合”(盖尔曼用语)的历史发展有其必然性。在 20 世纪 70 年代初，理论家学会了如何按照萨拉姆和温伯格的做法，用希格斯机制将电磁作用和弱作用统一为一个规范理论。1973 年，理论家又提出了强作用规范理论——量子色动力学。于是人们认为，将电弱理论与量子色动力学统一起来只是个时间问题。要做的只是如何扩充群结构，如何适当地选择希格斯粒子以便能够重现低能现象。这种理论的第一个例子是 1973 年发表的由马里兰大学的帕蒂(Jogesh Pati)和萨拉姆本人共同撰写的一篇文章。[4] 第二个例子是由哈佛大学的规范理论家乔吉和格拉肖共同撰写的一篇文章，发表于 1974 年。[5]

帕蒂-萨拉姆模型和乔吉-格拉肖模型都是将夸克和轻子作为某种大群的基本表示。当时认为，这一基本对称群可以自发破缺为电弱相互作用的 SU(2) × U(1) 对称群与强相互作用的 SU(3) × SU(3)(帕蒂-萨拉姆)或与单一的 SU(3)(乔吉-格拉肖)对称群的乘积。帕蒂和萨拉姆选择 SU(3) × SU(3) 来表示强相互作用是与他们的整数电荷夸克和自由色荷的偏好相一致的。因此他们的大统一群是 SU(4) × SU(4)。乔吉和格拉肖倾向于选择传统的分数电荷且禁闭的夸克，故对应于量子色动力学的色 SU(3)群，他们的大统一群是SU(5)。由于量子色动力学在 20 世纪 70 年代的蓬勃发展，并且禁闭本身又是个活跃的研究课题，所以乔吉-格拉肖模型被看做大统一理论的原型。接下来，我将讨论大统一理论发展的总体路径，专业点说，就是 SU(5)的发展轨迹。

385

大统一理论是以电弱统一理论为样板来建模的。在电弱理论里，严格的规范不变性在一组希格斯标量作用下自发破缺，通过对希格斯标量的适当选取，我们可赋予中间矢量玻色子以大质量而让光子保持零质量。大统一理论则是基于更大的规范群，其破缺方式为：保留光子和 8 个量子色动力学胶子为零质量粒子，同时给予中间矢量玻色子 $W^{\pm}$ 和 Z^0 以适当质量。然而，由于群结构，大统一理论必须纳入的规范矢量玻色子不仅仅是这 12 个。例如，SU(5)就需要另外 12 个“X 玻色子”。希格斯机制方面也必须经过适当选择

才能使这些玻色子具有非常大的质量，以便产生已观测到的强作用与电弱相互作用在低能(当前能量)下的退耦效应。通过这种层级对称破缺，剩余矢量得到可与“统一质量”相比拟的质量，同时中间矢量玻色子得到“不久即可实现的”100 GeV 量级的质量。大统一理论下的统一质量是这样一种质量或能量：在这种能量下，强作用、弱作用和电磁相互作用具有相互可比的强度，就像在电弱理论中，在接近 $W^{\pm}$ 和 Z^0 质量的能量上弱作用和电磁作用变得可比一样。

第一次对大统一理论的统一质量进行具体估计的尝试是由哈佛大学的 3 位理论家——霍华德·乔吉、海伦·奎因和史蒂芬·温伯格——于 1974 年发表的。[6]他们立论的核心是运用重整化群技术。正如我们在第 7 章看到的，在根据有效耦合常数(其大小依据物理过程的能量尺度而异)来讨论量子色动力学的性质时，这是一种常规的做法。人们也可以为弱作用和电磁相互作用定义一些类似的有效耦合常数(尽管这些常数在“低”能情形下并没有实际的计算效用)。乔吉、奎因和温伯格用重整化群计算来追踪强作用、弱作用和电磁作用的有效耦合常数作为能量函数的演变。他们发现，在乔吉-格拉肖 SU(5)模型中，3 个耦合常数在能量 10^{15} GeV 附近变得相互可比(图 13.1)。这正是三种相互作用得到统一时体现出的大统一质量，在这个能量尺度下，将会产生 X 玻色子。

386

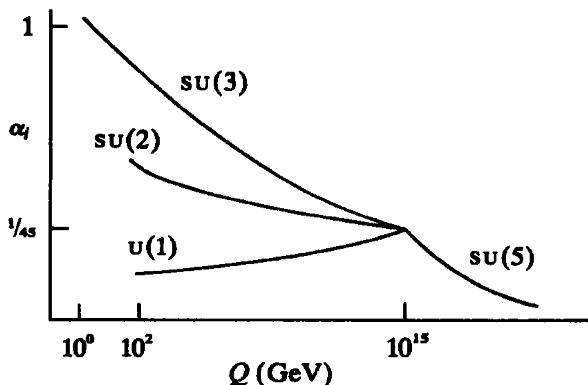


图 13.1 对于标准电弱模型[SU(2)和 U(1)]和量子色动力学[SU(3)]，有效耦合常数(α_i)作为能量尺度(Q)的函数。我们注意到，3 个耦合常数在 10^{15}GeV 附近趋同，这个能量被设定为大统一质量

那么，大统一理论在唯象上有哪些意义呢？就主流高能物理而言，一个重要的理论预言是 θ_w 是否是自由参数要由实验确定。这种自由起因于这样一个事实：标准模型在两个群的乘积 SU(2) × U(1)(而非单个群)所规定的规范

变换下是不变的。在大统一理论下，电弱相互作用的 SU(2) × U(1) 对称性被嵌入一个更大的群结构中，同时 θ_w 的任意性被去除。在大统一理论中，θ_w 的值可以从简单的群论推导中计算出。例如，乔吉和格拉肖在他们 1974 年发表的原始论文中指出，在 SU(5) 下，$\sin^2\theta_w$ 的值为 3/8。他们认为这个值是他们的理论的"一个很容易检验的预言"。[7]然而，哈佛大学的进一步理论工作表明，事情并不那么简单。在 SU(5) 发表后仅几个月，乔吉、奎因和温伯格便指出，$\sin^2\theta_w$ 的值受到重整化效应的制约，就像这一理论的有效耦合常数具有能量依赖性一样。$\sin^2\theta_w$ 等于 3/8 的预言只适用于大统一能量下进行的测量。在低能下，$\sin^2\theta_w$ 的值将重整下调。乔吉、奎恩和温伯格估计，如果 SU(5) 是对的，那么在低能下，$\sin^2\theta_w$ 的测量值应该在 0.2 附近。[8]

387

1974 年的这一工作只是代表了大统一理论中重整化效应计算的大致情形，自 1978 年以来，大统一理论的计算工作呈突飞猛进之势，大大充实了该领域。中间玻色子质量附近的阈值效应，高阶微扰理论等，都在计算中得到考虑。在 CERN、哈佛大学和其他地方的理论家的工作基础上，量子色动力学参数 Λ 的最新测量值被引入到方程里，结果发现，$\sin^2\theta_w$ 的预期值变化并不大。1979 年，SU(5) 模型下 $\sin^2\theta_w$ 的被认可的理论估计值是为 0.20 ± 0.01，与实验值 0.230 ± 0.015 可有一比，理论值与实验值之间相差两个标准差。一般来说，这种差异被视为重要的结果而非严重的问题。理论家可以将其当做构建更复杂的大统一理论的已知条件来使用，而实验者则可以将它视作需要对 $\sin^2\theta_w$ 进行更精确测量的证据。[9]

尽管如此，除了这个单一的联系点之外，大统一理论没有为基于加速器的高能物理实验者提供多少东西。[10]问题在于 X 玻色子。这种 X 粒子是大统一理论对电弱理论的中间矢量玻色子的一种类比物，但与中间矢量玻色子不同的是，它们具有高不可攀的大质量。虽然从技术上说，取得产生中间矢量玻色子所需的 100 GeV 的能量是能够做到的，但要达到产生 X 粒子所需的 10^{15}GeV能量，则超越了任何可以想象的加速器的能量范围——要达到这样一种足够高的能量，常规的质子同步加速器的半径得有太阳系半径那么大。另外，即使对于高能物理界，为这种规模的项目拨款立项也是不可能的，理论家们不得不为他们的新玩意儿寻找更微妙的应用。正是这些应用导致了下述各节所讨论的两个不同的方向。一个方向是到宇宙中去寻找统一质量大小的天体能量——宇宙起始时刻的大爆炸。由此导致了高能物理学和宇宙学在社会和概念上得到统一。另一个方向是按照电弱统一理论的策略行事，寻找大统一在低能情形下的遗迹。正如弱相互作用现象可以看做是交换虚拟的大质量中间矢量玻色子的表现一样，交换虚拟的 X 玻色子也有望在地面实验环境中产生特有的超弱现象。最引人注目的这类现象就是质子衰变，我们将在下

文第 13.3 节中讨论。

388 ## 13.2 大统一理论与宇宙学

大统一理论最直接的预言是存在 X 玻色子。但由于其质量是质子质量的 10^{15}倍，因此很显然，我们不可能在实验室中产生这种粒子。物理学家能够想象的 X 粒子作为物理粒子得以产生的唯一场景就是宇宙学家所称的大爆炸——宇宙开端的奇点。根据大爆炸宇宙学，宇宙始于具有无限大能量密度的一个无限小区域，它爆炸并迅速膨胀，形成了我们今天所认识的宇宙。[11] 最初的无限大能量密度相当于存在无限高的温度，但随着宇宙膨胀这个温度开始下降。宇宙学家预计，在大爆炸后的某个瞬间(约 10^{-35}秒)，原始气团里粒子的热能将足以产生 X 玻色子。因此，这种地方是观察是否存在 X 玻色子物理效应的"实验室"。[12]

这些效应可能是什么呢？理论家们在日本东北大学吉村元彦(Motohiko Yoshimura)的领导下对此进行了探索。1978 年，吉村将大统一理论的两种属性综合起来，提出了一种新的宇宙观。这里所涉及的两种属性分别指重子数不守恒和 CP 破坏。理论预言，当代宇宙中的重子-反重子是不对称的。[13] 我们先来考察重子数的不守恒问题。在大统一理论提出之前，重子数守恒被认为是理所当然的。按照这一观点，重子不可能变成反重子，反之亦同：宇宙中的重子数减去反重子数应是一个永恒不变的值。粒子物理学家通常都持有这种信念，但在宇宙学家看来，这种信念确实引起了一些问题。在 20 世纪 70 年代中期，宇宙学家开始不断强调这一点：天体物理观测资料表明，宇宙中没有任何地方存在反物质的大规模集中的迹象。[14] 从时间上回溯，这意味着在大爆炸发生的瞬间，重子数对反重子数就有微小的出超(随着时间流逝，大部分重子和反重子彼此湮灭掉)。宇宙学家搞不懂为什么初始重子会存在小的过剩：如果宇宙的重子数完全为零，那将是非常简洁的。[15]

正是在这种地方大统一理论开始发挥作用了。首先，X 玻色子为重子数 389 不守恒提供了一种机制。在大统一理论里，基本粒子——夸克和轻子——被安置在统一的粒子族下。正如传递弱作用的中间矢量玻色子在轻子之间和不同味的夸克之间起着居间作用，量子色动力学的胶子在不同色的夸克之间传递着强相互作用一样，X 玻色子起着**夸克与轻子**之间的传递作用。由此两种不同的物质形式得到混合。例如，单个夸克可以通过交换 X 玻色子而变成一对反夸克加一个轻子，并造成一个单位的重子数的净变化(图 13.2)。因此，X 玻色子提供了一种初始对称的、重子数为零的宇宙图像。宇宙可以通过大爆炸演变成非对称宇宙，(宇宙学家告诉我们)即我们目前所处的宇宙。然而，X 玻色子不能独自做到这一点。按照大爆炸宇宙论标准模型，[16] 在净重子数减

少的过程中，每个 X 玻色子仅在最初的 10^{-35} 秒起作用，因此势必有一个忙碌的、准确地对此进行补偿的反 X 存在。为了调和这个结论，吉村从 CP 破坏的概念上看出了解决途径。作为一个理论命题，CP 破坏是对 K 介子衰变与其反粒子衰变之间不对称性的直接反映。[17] 而在大统一理论中考虑这一概念时，CP 破坏是指 X 玻色子衰变与其反粒子衰变之间的不对称。因此，随着大爆炸后宇宙逐渐冷却下来，可能存在这样一种情形：X 玻色子与反 X 玻色子数量之间的最初对称性演变成夸克和反夸克数量之间的不对称，从而导致重子过剩的积累。

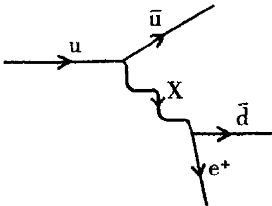


图 13.2　由 X 玻色子居间造成的重子数(B)的变化：u 夸克的 B = +1/3，反夸克 $\bar{u}$ 和 $\bar{d}$ 的重子数为 −1/3，正电子的 B = 0

大统一理论提供了对宇宙极早期阶段图像的框架，其中 X 玻色子的产生和衰变导致重子过剩。高能物理理论家不失时机地说明这一点，[18] 宇宙学界则很快作出回应。大统一理论为宇宙学家看待宇宙重子过剩这一老问题提供了一个新的视角，并使得一批粒子物理学家转向尝试解决这一问题。根据粒子物理学家的粗略计算，原初的大统一理论，即乔吉-格拉肖的 SU(5) 模型，可能不足以解释天体物理的观测结果。SU(5) 直截了当地预测道，目前宇宙中重子数对光子数的比值在 10^{-16} 到 10^{-20} 之间，远小于公认的 10^{-8} 到 10^{-10} 值。不过，早期宇宙演化的详细的数值计算十分复杂，正如约翰 · 埃利斯在 1979 年所说："要得到(重子数对光子数之比)精确值，可能需要编制'夸克合成'计算机程序就热力学和反应率进行详尽计算，其复杂程度堪比上一代物理学进行的核物理学恒星演化计算。"[19] 这是向掌握恰当资源的天体物理学家发出的公开邀请，正如《科学》在 1981 年 2 月号中描述的那样，"在过去几年里，关注早期宇宙的宇宙学家对于粒子相互作用的大统一理论简直就像提出这一理论的物理学家那样珍爱有加"。"我认为这是过去 10 年来宇宙学中最令人兴奋的事情，" 洛斯阿拉莫斯的天体物理学家——也是早期宇宙粒子动力学计算机模拟方面的专家——爱德华 · 科尔布(Edward Kolb)这样说道，"现在我们正处了解重子是从哪里来的这一问题的关键点。"[20] 科尔布联合了芝加哥大学的三位天体物理学家一起来编制模拟大统一宇宙早期演化所需的计算机程序。

390

在加州理工学院——另一个天体物理建模技术中心——理论家们也在做同样的事情。芝加哥大学和加州理工学院的模拟给出了类似的结论：高能物理理论家的怀疑是对的：SU(5)不足以唯象地产生足够大的重子不对称性。出路只能是构建更加复杂的模型——寻找更大的大统一群，引进新的重夸克和轻子，针对确实够大的不对称性(重子/光子比高达 10^{-3})引入众多大质量希格斯玻色子。[21]

宇宙重子数不对称可能是70年代末宇宙学与高能物理学之间最直接的接口，但除此之外，至少还有两个其他因素值得一提。天体物理学家通过对大爆炸核合成过程的详细模拟后断言，最多只有4种不同的中微子——理论家在构建我们这个现实宇宙时最感兴趣的数目。[22]宇宙的“失踪质量”问题带来这样一种猜测：中微子并非真正的无质量粒子。这个猜测对于高能物理和宇宙学均具有理论和观测上的意义。[23]有趣的是，质量失踪问题的非零质量的中微子解，犹如重子不对称问题的大统一理论解，意味着SU(5)并非像乔吉和格拉肖暗示的那样是“整个宇宙的规范群”。[24]但这个结论与理论简单性的经典要求相冲突，因为SU(5)被公认是最小的统一群。它还与高能物理理论家的实践相冲突，理论家们一直在努力探索SU(5)模型的具体影响，但很少有人去探讨废除SU(5)。基于非SU(5)群的大统一理论探索显然代表着一种可能是新的理论实践方向，[25]但更重要的是，SU(5)被认为对高能物理的未来是一个危险。这种危险，正如1978年以后比约肯、格拉肖和其他规范理论家们所强调的，是指SU(5)意味着在 10^2 GeV 到 10^{15} GeV 的能量范围上存在广阔的“沙漠”。[26]大型正负电子对撞机的能量大约是100 GeV，由此产生了以电弱相互作用的中间矢量玻色子为特征的新物理学。这以后，根据SU(5)，递增的能量没有带来新的现象，直到能量高到在 10^{15} GeV 才出现X玻色子区域。相信SU(5)能够外推到能量超过13个量级，这不仅在概念上显得过于夸张，在实验上也没给高能物理界带来任何可操作的东西——没有任何靶能够达到这个能区的荒漠——要说有什么可借鉴的地方，那就是它为不再建造超越当代的新的加速器提供了一个十分完美的理由。出于这些原因，高能物理界宁愿采用较为复杂的大统一理论，也不愿围着SU(5)打转转。理论家整装齐备，着手制定更复杂的规范理论结构，实验者和加速器的建设者也乐于听从指挥。宇宙学给予的支持就像它从高能物理那里获得的收获一样多。到1980年，这种相辅相成的互动过程正等着持续下去。[27]

13.3 大统一理论与质子衰变

1929年，赫尔曼·外尔提出了重子数守恒的假说来解释质子的稳定性。“自外尔(假说提出后的)大半个世纪里……几乎所有人都将它视为绝对真

理”。[28]质子作为质量最小的重子，其稳定性在物理学家看来似乎是显而易见的。质子和中子组成原子核，如果它们会衰变到非重子物质，那么整个宇宙的原子就会散架。随着原子的消失，我们的宇宙便不复存在。

在前节讨论的大爆炸宇宙学里，宇宙被认为已存在了一个有限长的时间，大约是10^{10}年。因此严格来说，当今环境下对质子的观察意味着它们的寿命至少大于10^{10}年。但从实用的角度看，10^{10}年与无限长时间似乎没什么区别。这个结论在1954年因弗雷德里克·莱因斯和克莱德·科万的开创性实验而得到巩固。莱因斯、科万及其合作者在汉福德核反应堆附近设置了一个盛有液体闪烁体的大水箱，用来观察电性流中微子事例中电子产生带来的偶发闪烁。中微子就是这样通过实验被发现了。但莱因斯、科万和布鲁克海文的物理学家莫里斯·戈尔达贝还从中认识到，这些观察可用于确定质子的寿命极限。质子(或中子)在闪烁体内的衰变也会导致衰变产物的特征闪烁，从这些闪光的有无，他们可以确定质子寿命的下限在10^{20} ~ 10^{22}年(取决于人们在解释数据时采用了多少理论假设)。[29]后来，莱因斯和坚持这类中微子实验的其他人采用越来越大的闪烁体探测器进行测量，到70年代中期，莱因斯得到的最严格的质子寿命下限是大约10^{30}年。为此他的研究小组在南非约翰内斯堡附近的金矿3.2公里深的地下(用于屏蔽来自宇宙射线)安装了20吨的液体闪烁体探测器阵列，经过1965 ~ 1974年的持续观测，他们没有看到任何质子衰变的证据。[30]

所有这些采用大规模闪烁计数器的实验主要是将其当做中微子物理实验室而不是专为质子衰变准备的。对此《新科学家》杂志在1980年曾有如下报道：

> **莱因斯强调，在这里(约翰内斯堡金矿)和其他实验里，对核子寿命极限的观测是附带于其他工作上的。事实上，直到1974年，这项工作基本上没有得到理论上的指导或鼓励走出去寻找核子衰变。只是在那之后——根据莱因斯的说法——理论界才“开始活跃起来”，虽然起初还不足以说服适当的机构来为实验投资。**[31]

1974年是乔吉和格拉肖提出SU(5)大统一理论的一年。理论界开始因莱因斯的工作而变得活跃起来，因为大统一理论预言质子会衰变——而他正好有资源用来观察这种现象。我们在上一节看到，在大统一理论里，X玻色子传递着重子数不守恒相互作用，而这些相互作用的痕迹预计在低能态下可能是明显的。例如，图13.3显示了一种因X玻色子介入而造成的质子衰变到一个正电子加介子的过程。[32]

392

393

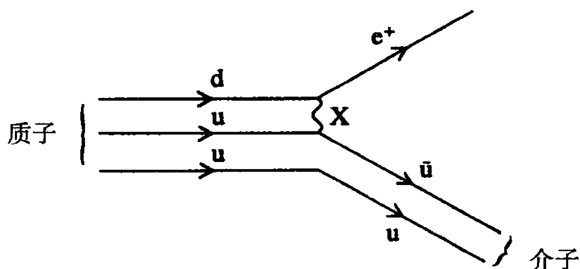


图 13.3　通过交换 X 玻色子，质子衰变成一个正电子加介子

在帕蒂和萨拉姆以及乔吉和格拉肖的原始文献里，他们曾指出，质子衰变是大统一理论的直接结果，但采用的是一种明显尝试性的口吻。[33]到了 1978 年和 1979 年，大统一理论已成为理论界的新宠，理论家谈起质子衰变来也变得信心满满。由于 X 玻色子的质量非常巨大，因此质子的预期寿命极长。CERN 理论家最早给出的质子寿命的详细估计是 10^{37} ~ 10^{38} 年。“令人失望的是”，他们评论道，“这对于观测检验来说实在是太长了，在可预见的未来根本不具有实际可操作性。”[34]但不久之后，通过对超重玻色子质量的更复杂的考虑，质子的预期寿命缩短到 $10^{31\pm2}$ 年。[35]从实验角度看，这是一个很好的值：它正好处在莱因斯的下限值 10^{30} 年与实际可测量的上限值 10^{34} 年之间。[36]理论家还为实验者带来了更多的好消息。1979 年有报告指出，SU(5) 模型的进一步计算表明，质子(和约束于原子核内的中子)会衰变到一种包含正电子(而不是 μ 子)的终态，而且这些衰变的相当大一部分是两体终态：$p \rightarrow e^+ \pi^0$ 和 $n \rightarrow e^+ \pi^-$。[37]这种估计对实验测量的可行性具有重要意义，因为两体衰变本质上非常纯净，能够提供易识别的信号。正如约翰·埃利斯在 1979 年说的那样：“显然还有更多的理论工作需要去做，特别是在估算强子衰变的遍举截面方面，但实验者没必要就此驻足。”[38]

大统一理论关于质子衰变的研究热潮为新的实验项目的兴旺创造了一种 394 氛围。大统一理论向实验者提出的预言性现象具有相对明确的目标，理论所涉及的范围保证了投资机构愿意就质子衰变的探索提供支持。研究路径很明确：建造像莱因斯确立质子寿命下限时所用仪器那样的装置，只是更大(更昂贵)。1978 年 12 月，为期一天的有关质子稳定性的研讨会在威斯康星州召开，与会者就大统一理论的几项预言和几种实验建议进行了讨论。[39]随后，更多的这类会议和研讨会在各地举行，建议中的实验变得现实起来。

这些实验都有着大致相同的思路。譬如说，如果质子的寿命是 10^{31} 年，那么如果我们在一年中检测总计 10^{31} 个质子(和中子)，就可期待其中有一个衰变。10^{31} 个质子重约 200 吨，因此大多数实验者的目标是聚集这么多或更多的

物质，然后尽可能有效地探测到其中的衰变。所有这些实验方案的一个共同特点是在地下深处进行实验，以便尽可能有效地阻止背景宇宙线带来的干扰。[40]全球实验者大致可分为两个阵营——美国物理学家偏爱在水中搜寻质子衰变，而欧洲、印度和日本的物理学家则寄希望于铁。[41]最早也是最大的实验（由美国能源部投资）是由质子衰变研究专家莱因斯（来自欧文）和戈尔达贝（来自布鲁克海文）共同领导的欧文-密歇根-布鲁克海文合作团队建议的。他们在俄亥俄州克利夫兰东部的莫顿盐矿地下2000英尺的矿井内安装了一个可盛10000吨高度纯净水（含5×10^{32}个核子）的水箱。而哈佛-威斯康星-普渡合作团队，也是在美国能源部的资助下，则在犹他州盐湖城附近的一个银矿的地下2000英尺深的矿井内安装了一个类似但规模较小（监测水1000吨）的实验装置。这两个装置的监测系统均采用传统的高能物理探测技术：通过大型的光电倍增管阵列来探测并放大质子衰变产物快速运动时在水中产生的辐射闪烁光。在盐矿实验中，光电倍增管设置在水箱外部周围；而在银矿实验中，光电倍增管分布在水体内，实验者认为这样安排探测效率更高。进入该领域的第三个美国团队是由肯尼斯·兰德领导的宾夕法尼亚大学物理学家研究小组。这个小组在南达科他州的霍姆斯特克金矿5000英尺深的地下已经有了一个用于中微子实验的检测装置，该装置由200吨水和光电倍增管模块组装而成。宾夕法尼亚大学实验者的最初目的是寻找超新星爆发引起的中微子，但在1980年，能源部同意资助再建一套600吨的水和探测器装置用以提高观察质子衰变的机会。[42]

395

欧洲的进展较为迟缓，截至1980年还没有一项实验起步。但有两个研究组已确立目标。意大利的弗拉斯卡蒂-米兰-都灵合作团体提出了NUSEX（核稳定性实验）的概念。在与CERN的实验合作中，意大利物理学家打算在勃朗峰峰顶的地下3000米深的隧道内装设一种由铁片和充气探测器组成的重达150吨的多层复合探测系统。法国团队计划在阿尔卑斯山的弗雷瑞斯隧道内装设铁/闪烁体多层复合探测系统。1981年，经意大利政府批准，计划在大萨索山的地下建设一个可容纳10，000吨探测器的地下实验室。它将对国际物理学界开放。1981年，日本也在进行类似的实验室建设，他们计划在地下1000米建设一个1000吨级的由专门开发的光电管组成的探测器系统，并计划在1982年4月开始运行。

不过，第一批数据并非来自这些实验室。在印度南部地下7000英尺深的科拉尔金矿里，相关实验已进行多年，正是这里率先声称看到了最初的质子衰变。1981年4月，印日物理学家合作小组（分别来自印度塔塔研究所、大阪市立大学和东京大学）公布了他们的初步结果。他们在131天里对140吨的铁进行了监测，观察到大约200个事例。几乎所有这些事例均可归因于穿越仪

2. 对于大统一理论的通俗描述，见 Weinberg(1974a)，'t Hooft(1980)和 Georgi(1981)。
3. 70 年代末，一些理论传统快速崛起。这些传统将电弱理论和量子色动力学的正确性视为当然，并企图超越它们。我在这里主要讨论大统一理论，因为它是其中最突出、最直接的，并有着广泛的唯象应用。但对于其他流行的理论方法，这里交代几句是合适的。除了大统一理论，那些致力于研究"亚夸克"、"彩色"和"超对称"等传统也都在 70 年代末和 80 年代初的高能物理理论界盛行一时。每个概念都在理论建模方面起过清晰的作用。亚夸克研究以新的组分面目再次发挥作用，它声称夸克和轻子本身是一些更基本实体的合成物(见第 10 章注 23)。彩色理论与源自规范理论的不同版本的组分概念相结合，声称引起自发对称破缺的希格斯粒子是一种受类量子色动力学但超强的"彩色"力约束的费米子复合体(有关综述见 Farhi and Susskind 1981)。超对称理论源自双关共振模型的理论研究(见 3.4 节)，它认为明显不同族的费米子与玻色子之间存在对称关系(专业性综述见 Fayet and Ferrara 1977)。在 70 年代后期，这方面的研究重点在寻求引力的超对称量子理论(超引力)及其与粒子物理的超对称大统一理论的统一上。超对称大统一理论在唯象方面的影响包括下文讨论的传统大统一理论的一系列主题，但在细节上有所不同，前者更多样化。有关超对称大统一理论在理论和实验方面的影响的讨论，见 Nanopoulos，Savoy-Navarro and Tao 1982；关于这一理论的通俗描述，见 Waldrop 1983b)。 397
4. Pad and Salam(1973a)。在某种意义上说，这篇论文的结果已由劳伦斯伯克利实验室的 3 位理论家——巴尔斯、哈尔彭和吉村——在 1972 年的工作所预见(Bars，Halpern and Yoshimura 1973)。这些作者同样认为，所有基本粒子的相互作用都是由统一框架下的规范场传递的。然而，他们用希格斯机制来给出**强相互作用**规范矢量的质量，结果在这种模型里胶子变成了强子型矢量介子。正如我们所看到的，随着无质量胶子的规范理论所预言的渐近自由概念的发现和量子色动力学形式体系的建立，这条强相互作用的认识路径便失去了吸引力。
5. Georgi and Glashow(1974)。
6. Georgi，Quinn and Weinberg(1974)。
7. Georgi and Glashow(1974，440)。
8. Georgi，Quinn and Weinberg(1974)。
9. 关于 $\sin^2\theta_w$ 在各种大统一理论里的计算的文献，见 Weinberg(1980，note 58)和 Ellis (1979，942～943)。
10. 关于中微子振荡的讨论，见下面注 45。
11. 关于大爆炸宇宙学的综述，见 Weinberg(1972b)。
12. 粒子物理学和宇宙学之间相互关系的最坚定的倡导者之一当属苏联理论家雅·泽尔多维奇。关于这方面的早期表述，见 Zeldovich(1970)。关于在大爆炸模型背景下高能物理理论与宇宙学关系的发展的一般性通俗描述，见 Turner and Schramm(1979)和 Ellis and Nanopoulos(1983)。关于专业性描述和文献综述，见 Steigman(1979)，Wilcek (1981)和 Dolgov and Zeldovich(1981)。 398
13. Yoshimura(1978)。关于吉村早期对大统一理论的研究，见前述注 4。早在吉村之前许多年，持不同政见的苏联理论家安德烈·萨哈罗夫就已提出了类似的机制(Sakharov

1967)。萨哈罗夫的工作大大超前于新物理学，因此没有引起广泛的注意，直到吉村的论文发表之后才引起大统一理论的理论家们的兴趣。

关于大统一理论对宇宙重子过剩问题的通俗解释，见 Wilcek(1980)和 Waldrop(1981b)。

14. 见 Steigman(1976)。
15. 有一脉天体物理理论否认当今存在重子过剩，并断言，宇宙中含有等量的、被巨大的虚空隔离开来的物质和反物质。这是一种对称的宇宙学，但一般认为它与天体物理观测相冲突(见 Steigman 1976)。
16. 关于大统一理论诞生之前高能物理理论家对宇宙早期演化的通俗性描述，见 Weinberg(1977b)。
17. 正如 10.1 节指出的，规范理论中的 CP 破坏最初出现在小林和益川于 1973 年提出的六夸克标准模型中。有必要指出的是，这里讨论的关于宇宙重子过剩的工作是自 1964 年菲奇和克罗宁发现这种现象以来体现 CP 破坏的新理论的第一个重大结果。或许正是这个解释使得菲奇和克罗宁共同分享了 1980 年(而不是更早)的诺贝尔物理学奖。
18. 关于原始参考文献的早期综述和出处，见 Ellis(1979，946)。
19. Ellis(1979，946)。
20. Waldrop(1981b，803)。
21. Waldrop(1981b，805)。
22. 见 Olive，Schramm and Steigman(1978)。标准大爆炸模型加上具体的计算机计算将目前的宇宙氦丰度与以中微子的种类(以及“超弱”粒子的种类数)联系起来。所谓“超弱”粒子是指这些粒子的相互作用要比中微子更弱，很多大统一理论都预言了它们的存在。
23. 中微子自 20 世纪 30 年代初发现以来，粒子物理学家一直假定它们是严格的无质量粒子。但到了 70 年代末，理论家对此开始产生怀疑。这里面有几个原因。在宇宙学里，类似于重子数不对称性的第二个难题近几年已上升到第一位，这就是宇宙“失踪质量”难题。对天体形成动力学的观察，无论是对个别星系还是对巨型星系群，均导致这样一个结论：对其总质量的估计远远大于对发光天体观察所得到的结果。宇宙似乎有相当大一部分“暗物质”(有关天体物理学方面的通俗说明，见 Rubin 1983)。一个显而易见的猜想是，暗物质是强子型的，但通过对大爆炸核合成计算得到的宇宙氦丰度似乎排除了这一点。当然，这些计算并不适用于大爆炸的中微子产生过程。因此，如果中微子有一个非常小质量(几个电子伏)，那么暗物质问题就可能解决。在这里宇宙学家和粒子物理学家再一次找到了共同点。在基本的 SU(5)大统一理论中，中微子是严格无质量的，但在基于更大的群[例如 SO(10)]的模型中，中微子能够获得 1 ~ 100 eV 的质量。对有质量中微子的兴趣在 1980 年有了进一步提升，当时从实验室实验将很快得到正面结果(见下面附注 45)。有关大统一理论和宇宙学对中微子质量的专业性讨论，参见 Marciano(1981)和 Frampton and Vogel(1982)。有关的通俗描述，见 Waldrop(1981a)。

399

除了有质量中微子，80 年代初大统一理论关于宇宙质量失踪问题的第二个解决途

径是磁单极子(见第7章，注50)。在大统一理论里，这些磁单极子表现为复杂的超重实体，其质量在10^{16} GeV量级。与较轻的X玻色子一样，在实验室条件下产生磁单极子的可能性不大，但是它们同样可望在大爆炸的初期阶段产生出来。不幸的是，按照传统的大统一理论和大爆炸图像，有太多的单极子形成，这与当代天体物理学的观测数据相冲突。这一冲突促使人们提出了旨在调和粒子物理理论家与宇宙学家之间矛盾的新的宇宙学和天体物理模型。最流行的这类模型是所谓的“暴胀宇宙”模型，其中单极子产生受到严重抑制(宇宙学的其他一些问题也得到了解决)。关于大统一理论下的单极子概念和宇宙学的文献综述，见 Carrigan and Trower(1983a)。关于暴胀宇宙的通俗描述，见 Waldrop(1983a)。像非零质量中微子一样，磁单极子对地面实验也有重要影响：见下文注45。

24. Georgi and Glashow(1974，438)。
25. 构建更复杂的大统一理论的基本资源已经具备。理论家对帕蒂-萨拉姆模型和乔奇-格拉肖模型早期工作的第一反应是进行替代性统一群的调查。例如，在加州理工学院，哈拉德·弗里奇和彼得·闵可夫斯基(1975)探索了群$SU_n \times SU_n$($n=8$，12，16)和SO_n($n=10$，14)。居尔塞伊(耶鲁大学)和西基维(马里兰大学)推荐采用所谓的“特殊”群(Gürsey and Sikivie 1976)，亦见 Ramond(1976)。为了将出现在中微子实验中的奇异现象(三μ子等)包括进来，3位日本物理学家井上、角藤和中野(Inoue，Kakuto and Nakano 1977)构建了一种突变型SU(6)大统一理论。盖尔曼、拉蒙和思兰斯基(Gell-Mann，Ramond and Slansky 1978)对基于酉群SU_n、正交群SO_n、辛群SP_{2n}和特殊群G_2，F_4，E_6，E_7和E_8的各种大统一理论进行了长篇综述。
26. 比约肯的文章“新的正统：怎么会做不到?”(Bjorken 1979)完全是从标准规范理论图像的各种可能实验趣味角度来阐述的。格拉肖，作为率先创造并推广新正统要旨的核心人物，在1979年就已对他的成功程度抱有相当的偏见，他在多次谈话中反复强调了考虑替代标准规范理论的重要性。见 Glashow(1980，1981)。 400
27. 在随后几年里，高能物理理论与宇宙学之间的跨学科合作关系受到越来越多机构的认可。在美国，费米实验室除了高能物理理论组之外，还成立了理论天体物理学研究组(由美国航空航天局资助，3年里投入了50万美元，见 Arbeiter，1982 和 Ellis and Nanopoulos 1983，213)。而在欧洲，一个由欧洲南方天文台和欧洲核子研究中心联合召开的为期5天的研讨会在1983年年末举行，会议主题是讨论天体物理学、宇宙学和粒子理论(Ellis and Nanopoulos 1982，215)。
28. Goldhaber and Sulak(1981，215)。
29. Reines，Cowan and Goldhaber(1954)。
30. Reines and Crouch(1974)，Learned，Reines and Soni(1979)。关于质子寿命的实验测量历史的考察，见 Goldhaber，Langacker and Slansky(1980)。
31. Sutton(1980，1016)。
32. 关于大统一理论与质子衰变之间的关系的一般性描述，见 Goldhaber，Langacker and Slansky(1980)和 Weinberg(1981)。有关的专业论述和文献综述，见 Goldhaber and Sulak(1981)，Primakoff and Rosen(1981)和 Langacker(1981)。关于高能物理界采纳大统一

理论的一些关键性概念，可以从 Langacker 长达 200 页的题为“大统一理论和质子衰变”的文献中得到。这篇发表于 1981 年 11 月的综述援引了大约 800 篇参考文献（主要是理论方面的），其中绝大多数是 1978 年及以后的文章。

33. 在他们关于大统一理论的第一篇论文里，帕蒂和萨拉姆（Pati and Salam 1973a）只是在附录里考虑了质子衰变问题，他们得出结论认为，质子寿命应在 10^{15} 秒至 10^{19} 秒——小于当代实验给出的下限值 16 ~ 20 个量级。不过，他们在大约 6 个月后又回到这个问题上来。在题为“重子数守恒?”的论文（Pati and Salam 1973b）中，他们的结论是，如果自由夸克有足够大的质量，那么他们的模型就可以与当代数据相一致。乔吉和格拉肖（Georgi and Glashow 1974）在他们论文的倒数第二段讨论了质子衰变问题，他们在最后的脚注里表示，如果调整理论，就可在 SU(5) 中避免出现质子不稳定性：

（质子衰变率的）初步计算表明，矢量玻色子（X）的质量必须大于 10^{15} GeV ≈ 10^{-9} 克！看到这个结果的读者很难接受费米子态数目的加倍，并且将夸克和轻子置于不同的（但等效于）30 维表示中。他必须引入弱相互作用夸克和强相互作用轻子等概念。现在的夸克数在模 2 下是守恒的，质子是稳定的。氘核通过交换 4 个超弱矢量玻色子而衰变，但是这不是一个严重的问题。

401 一些作者随后致力于构造那种质子在其中呈绝对稳定的大统一理论（Yoshimura 1977；Abud，Buccella，Ruegg and Savoy 1977；Langacker，Segre and Weldon 1978；Gell-Mann，Ramond and Slansky 1978）。但这一理论研究方向在 1978 年失去了吸引力，当时吉村将违反重子数守恒的反应与宇宙学联系起来，大统一理论的计算表明，质子衰变在实验上是可测量的（见下文）。

34. Buras，Ellis，Gaillard and Nanopoulos（1978，67）。
35. Goldman and Ross（1979，1980），Marciano（1979）。引文见 Ellis（1979，945）。
36. 这个上限是由拟议实验中背景中微子事例的预期发生率给出的（见下文注 40）。
37. 对于早期的计算，见 Jarlskog and Yndurain（1979）和 Machacek（1979）。
38. Ellis（1979，946）。
39. Cline（1978）。
40. 宇宙线背景干扰原因如下。在海平面上，宇宙线 μ 子有可观的流量。它们在大型探测器上引发的事例数远高于预期的质子衰变数。然而，μ 子穿过物质时能够被吸收，因此，通过将设备置于地下，实验者就能够利用土壤作为“μ 子屏蔽层”，将背景 μ 子的事例发生率减少到低于预期的衰变质子率。但不幸的是，宇宙射线通量还包括中微子。这些中微子也会引起背景事例（还记得吧，莱因斯早期实验的目标就是观测中微子）。不仅如此，物质对中微子的吸收非常弱。因此，地下探测器并不能将中微子背景减少到足够低的水平，这一误差源决定了质子衰变搜索灵敏度的上限。
41. 对材料的选择主要制约因素是：它必须是廉价且可大量采用的。因此选择了水和铁。有关下面讨论的实验的描述和状态报告，见 Sutton（1980），*Scientific American*（1980），*CERN Courier*（1981a，b），Weinberg（1981）and Goldhaber and Sulak（1981）。

42. 关于采用大型地下中微子探测器来收集天体物理学信号方面的文献综述，见 Lande (1979)。

43. 这些结果的公布是在 1981 年 4 月底在密歇根大学举行的第二届大统一理论研讨会上进行的。这个结果不够硬，一方面是由于它对质子寿命的估计接近现有的下限值，另一方面也因为所有报道的 3 个事例均有一个粒子径迹达到仪器体积的边缘，从而导致判断出现模糊性：事例到底是源自探测器内部(即质子衰变)还是源自外部(即宇宙射线背景)。见 *CERN Courier*(1981b)。1982 年，NUSEX 合作组报告了单个质子衰变候选事例，由此推得到质子寿命也是 10^{31} 年(Battistoni et al. 1982)。不过，欧文-密歇根-布鲁克海文合作组在 1983 年报告，在取数据的 80 天里，他们没有发现任何质子衰变候选事例。他们得出结论认为，质子寿命的下限应为$(6\sim5)\times10^{31}$年，并暗示其他地方的正面结果应归因于宇宙线背景辐射(*The Times* Science Report, 26 Jan. 1983)。 402

44. 见 1982 年 9 月在洛斯阿拉莫斯召开的关于地下实验的研讨会报告：*CERN Courier* (1983c)。新一代探测器具有更精细的分辨本领，因此可对不同的质子衰变模式进行鉴别(早期探测器的主要任务是确认这一现象的存在)。

45. 正如上面注 23 提到的，在 80 年代初，除了质子衰变外，其他两类大统一理论现象——有质量中微子和磁单极子——被认为可以通过地面实验观察到。有关中微子质量的实验可分为两类。前一类是核物理型实验，企图通过对核的 β 衰变的精确观测直接测量中微子质量；第二类实验依赖于理论观点：如果中微子有非零质量，那么就应能观察到“中微子振荡”。这里的想法是，(譬如说)最初纯的电子型中微子束会及时转换成包含电子型中微子、μ 子型中微子和 τ 子型中微子的混合束。这种变化既可以在被动的中微子实验(如采用质子衰变实验时提到的地下探测器)观测到，也可以在常规的加速器中微子实验上观测到。从早期直接测量和对中微子振荡的搜索得到的迹象表明中微子存在非零质量。尽管随后的实验出现过数据矛盾，但新实验的新传统已建立起来(例如，在欧洲核子研究中心，低能 PS 中微子束被专门调制出来用于中微子振荡实验，并于 1983 年开始投入使用，见 Experimental Physics Division 1983)。而且，正如一位理论家(Frampton)说的那样：“尽管质子衰变可能是个例外，但现在中微子的非零静质量的确立可以说是基本粒子实验室实验的最重要、最具意义的目标。”(Frampton and Vogel 1982, 353)。关于中微子振荡的理论以及实验上测量中微子质量的尝试的评述，见 Bilenky and Pontecorvo (1978), Marciano (1981) 和 Frampton and Vogel (1982)。

大统一理论所预言的超重磁单极子不能指望在实验室实验中产生，但确实有可能在地面环境下被发现。当比亚斯·卡布雷拉报告说在斯坦福大学的台面实验中探测到一个携带适当磁荷的粒子时(Bias Cabrera 1982)，整个学界都为之振奋。许多实验者着手制定新的大型单极子探测器。随后，高能物理理论家论证说单极子有可能催化质子衰变，这为探索质子衰变的实验人员提供了又一种值得探索的现象，使得高能物理学界的兴奋度进一步提高。有关这方面的文献，见 Carrigan and Trower(1983a)；关于单极子催化质子衰变的通俗解释，见 Waldrop(1982)；关于超重磁单极子的观测和理论意义方面的专业文献，见 Carrigan and Trower(1983b)。

实验“事实”自始至终起着独立检验理论发展的作用。在第一章中，我还简要介绍了来自哲学和史学的对科学家的这种描述的反对意见。哲学上的反对意见主要是，它模糊了科学判断在研究过程中的永恒作用。这里的判断是指，某篇具体的观察报告是应该作为事实接受呢还是拒绝，是否应将某一理论作为解释给定范围内观察结果的可接受的候选理论。我注意到，科学家的描述通过采用的是回顾性现实主义立场，并将这类判断置诸脑后。自然世界的实际情形一经确定，支持这一图像的实验数据便被当做是自然界的事实而接受，构成特定世界观的理论便被认为本质上正确的。史学上对这种回顾性现实主义立场所持的反对态度很明确。如果我们对一种科学世界观是怎样构成的这一问题感兴趣，于是便从其完成形态上寻找答案，那只会弄巧成拙。对一个实际决定的解释不可能从这项决定的文本里找到。

我是抱着对科学家描述的这些不足做到心中有数的态度来处理高能物理历史的。我的第一个目标是要在事态的整个发展过程中展现这种判断的干预。因此，例如在讨论关键的实验发现时，我同时给出了那些潜在的合理异议。对弱中性流发现的详细分析即为一例。同样，我注意到，即使是在存在公认“事实”的领域，众多理论依然可以在解释方面取得进展。没有一种理论会严格切合有关的事实：粒子物理学家们会不断地在哪些理论需要进一步阐述及哪些需要放弃问题上做出选择。这些选择具有不可通约的性质，其中既包含了对相关实验数据的考虑，也包含理论的可信性。从历史上看，粒子物理学家在作出选择时似乎从来没有被迫之感；从哲学上看，这种被迫更是不大可能。这一点很重要，因为正是这种选择引出了**新的物理世界**——新的现象以及新的理论实体。正如我们在对中性流发现进行详细分析时看到的那样，有关的自然现象到底是存在还是不存在，这是不可通约的科学判断的结果。同样，对规范理论这一理论工具的采用即包含着这样一种观点：理论预言与实验数据之间的不一致(或无定论)与其说是推翻了该理论不如说是为理论的进一步阐述提供了依据。这里我们 405 再次看到，理论选择绝非一种受迫行为，而是具有必然性。

因此，对科学判断的结构进行探索始终是科学描述的中心任务。我在本书中试图分析，对于一系列实验现象，科学家为什么会选择接受这一种而不是另一种；在面临理论与实验结果冲突时，他们为什么会选择这种理论而不是另一种。为了便于理解，我考察了一种特定选择与产生这一选择的语境之间的关系。结论是：科学家们是大自然真正的代言人：他们既是实践者也是思考者，既是构造者又是观察者。我的论点是：科学判断只有在不断实践的过程中——日常科研工作中——才能最接近真理。在这种实践过程中，判断被认为对未来的实践具有指导意义：为进一步研究提供了一种机会。这种研究是根据对有关的自然现象的存在性或理论的有效性做出的选择而进行的。因此，加尔加梅勒小组的新颖解释一旦为人们所接受，立刻意味着存在弱中

性流，并且存在实验和理论研究的新领域。基于电弱规范理论的中性流的解释同样也开辟了实验和理论研究的新领域。而且我认为，对这些机会的把握取决于可供利用的资源——硬件资源、在高能物理界所拥有的专门的实验人才和理论人才储备。原则上，科学研究的选择是必然的和开放的，但从历史的角度看，这种选择排除了根据将来的实际情况重新选择的机会。

从个人研究的微观水平上看，这种选择似乎是一种平淡无奇且没有争议的观察的结果。如果科学家一心关注的只是每个单个经验陈述的有问题的方面，不断地为实验数据涂抹上难以理解的虚幻光泽，那么就不会出现如我们今天所知的共同的科学知识。每个科学家应该以一种建设性态度而非破坏性方式来寻求必然的科学判断，这个结论是恰当的。但在宏观的群体实践层面上，我们可以从高能物理历史上得出一些有趣而又可能不那么显然的结论。

14.2 传统与共生关系

406 原则上，我们可以自由地、不受约束地确立一种世界观。这种确立过程可以是随机的，每个科学家在每一次选择时采取什么样的立场可以由掷硬币来决定。当然，实际情形正相反。我们看到，在高能物理学界，科学判断表现出群体一致性(social coherence)。科学家群体对于现象的解释和理论的价值持有共同观点。高能物理学界是在**社群**基础上产生的。本节要探讨的是这一社群产生的结构。

我将科学判断的群体一致性分析的重点放在研究传统及其共生关系上。我的看法是：高能物理的历史应该从研究传统的波动模式方面入手来考察，在这个模式下，一整套协调的科学判断通过**共享**研究资源而得到确立。我进一步认为，这些实验和理论传统不时以共生状态存在，即各种传统之间以彼此相互支持的方式提供依据和题材。理论与实验之间的这些共生关系形成了这样一种世界观：对现象世界及其相关理论实体的具体认识是共生关系的载体，而更精致的观点则是其产物。因此，我对夸克-规范理论世界观的建立的分析采用了这样一种形式：高能物理理论和实验的新物理学传统是如何成长为优势传统的。

在下一节我将讨论新旧两种物理学传统的总体特征，但在这里我们不妨先仔细考察一下新物理学的理论传统。在“科学家描述”里，理论的发展过程没有太多令人感兴趣的东西：理论的选择取决于实验事实，备选理论的来源则可以与实验毫不关联。但如果实验事实本身合乎某种理论语境下判断的结果，那么这一语境的起源就成为重点关注的对象。解释性理论与经验事实和现象的构成之间可能存在牵连，但理论并不完全受制于实验。从某种程度上说，理论的发展有它自己的独特方式。[5]

在我的描述里，我根据理论实践的动力学分析了理论发展的这种半自治的过程。我认为，理论的建设和阐述都需要通过理论资源在科学已确立领域

14.3 不可通约性

本节主要关注新物理学世界观产生的社会因素。我认为，不论是从现象层面还是从理论实质的认识层面上看，世界观均表现为一组协调统一的判断。这组判断同时维系着更大范围内的研究传统之间的共生关系。另一方面，新物理学传统的能动性是建立在特定文化的基础上的，因此，新物理学世界观本身是一种文化的产物。[8]最后，我想从不可通约性概念的角度来强调一下这一考察的意义。

自20世纪60年代托马斯·库恩的工作以来，关于不可通约性的争论在科学哲学界可谓盛行一时。[9]库恩的论点是：如果科学知识是一种文化的产物，那么不同的科学家群体(指生活在不同年代或不同地域的科学共同体)将居住在不同世界里。他们会认识到不同的自然现象，并依据不同的理论予以解释。409 这一假说的一个引人注目的结果是，不同世界的理论不遵从“科学家描述”中所设想的那种检验法则。用哲学的语言来说就是，它们是不可通约的。其理由是，每一种理论在它自己的语境下都是站得住脚的，但在这之外就可能是错的或不相关的。不存在一种超文化的语境，在其中不同理论的普适性可以从经验上得到无偏的衡量。这是一个在许多方面都令人不安的结论，许多学者试图推翻它。在哲学文献里你可以找到很多试图证明不可通约性在科学很可能不成立的文章。[10]但高能物理的历史表明，这样的企图全属误导。我已经分析了新物理学是如何从旧物理学的背景下显现出来的，并且明确指出不可通约性在两种语境的转换过程中具有标示性意义。按照库恩的理解，旧物理学和新物理学是两个独立的、不相交的世界。

为了系统阐述这个观点，我们不妨对两种不同形式的不可通约性加以区分。首先，从高能物理的历史上看，不可通约性在局部层面和对个别实验的解释层面上是清晰可见的。中性流的发现就是最好的例证。在60年代的中微子实验上，物理学家根据当时的V-A理论，运用解释性实践认定，不存在中性流。但到了70年代，随着电弱规范理论的应用，中微子实验者采用了一套新的解释性语言，发现中性流是存在的。这一发现支持了原始版温伯格-萨拉姆统一模型。因此我们可以说，60年代的和70年代的中微子实验和弱相互作用理论之间是不可通约的：新旧两种弱相互作用理论在各自的唯象语境下都得到确认，但超出这一范围便被证伪。要在不同时代的理论之间进行选择，就得同时对确定中性流存在与否的中微子物理学的解释性实践进行选择。后一种选择是不可还原的，它不可能通过理论预言与实验数据之间的比较来得到解释。

我在讨论新物理学发展史上的重要发现时曾不止一次指出了许多局部不可通约的事例。通过对解释性实践的适当“微调”，人们还发现了除中性流之

外的其他新物理学现象。例如，标度无关性的发现就包含了对计算辐射修正这一潜在的挑战性程序的接受。裸粲 D 介子的存在也只有通过背离常规的解释性惯例才能获得理解。华盛顿和牛津的原子物理实验的处理也属于这一类。华盛顿-牛津关于原子宇称破坏的结果在旧物理学的无中性流的世界里是没有争议的，但在电弱规范理论的新物理学时代则是不可接受的。所有这些实例都指向和谐现象和理论的自足世界的局部建构，因此也指向实际的或潜在的不可通约性。 410

局部不可通约性往往表现得很微妙，需要对具体实验进行详细分析才能使它显露出来。但新旧物理学之间还存在着第二种非常明显的、总体上的不可通约性。它涉及新旧两种实验实践的总体方面的差别而不是细微的差别。我们已经看到，新旧两类物理现象是不相交的。旧物理学关注的是高能物理实验室最常见的过程：低能共振产物、高能软散射等。而新物理学关注的则是稀有现象：弱中性流、硬散射等。对这些实验现象的兴趣上的差异反映出实验实践上的重大区别。随着实验课题从旧物理学转向新物理学，实验室的硬件部署也需要做重大调整。旧物理学实验采用的是普通意义上的束和探测器，其目的是用强子束轰击靶来确定和研究高产额率过程。回过头来看，这种实践扼杀了新物理学感兴趣的那些稀有现象。新物理学实验则通过巧妙搜寻稀有而珍贵的事例实现了相反的目标。新型实验重点关注的是：对撞机上的电子-正电子湮灭实验，采用轻子束而不是强子束的固定靶实验，甚至是非加速器的地下实验。强子束实验确实在新物理学中起着一定作用，但所用的探测器则滤掉了旧物理学所关心的那些过程，仅记录规范理论家感兴趣的那百万分之一的稀有事例。因此，从最基本的技术层面上看，新旧物理学所涉现象间的脱节不仅表现在局部解释性的做法上，而且也反映在实验室的总体设计安排上。新物理学的现象在旧物理学实验中默认为不可见的，而旧物理学现象则在新物理学实验的设计构造上就被屏蔽掉了。 411

新旧物理学对于自然现象、解释用理论和实验战略之间相互联系的这种差异列于表 14.2。它们构成了判断不可通约性的一套简单而直接的依据。两个时代的理论对于各自时代的实验都是非常匹配的。但是，旧物理学理论对新物理学的稀有现象可以说无从置评，新物理学理论对旧物理学的普遍现象则不屑一词。如果将 70 年代末的规范理论工具移回 60 年代中期，其唯象效用等于零，同样，旧物理学积累起来的唯象方面的理论智慧对于 70 年代末的实验语境也等同于零。因此，每个现象世界都只有在各自的自足的、自我参照的理论-实验实践框架内才是有意义的。要尝试在一套共同的现象基础上来对新旧物理学理论进行取舍是不可能的：理论是不同的世界的不可分割的组成部分，它们是不可通约的。[11]

表 14.2　　新旧物理学之间的对比

自然现象	实验配置	解释用理论
旧物理学		
强子共振	LE 强子束，FT，CD	组分夸克模型
软散射	HE 强子束，FT，CD	雷吉模型
强子弱衰变	LE 强子束，FT，CD	V-A 模型
新物理学		
弱中性流	HE 中微子束,FT	电弱理论
新粒子(c 夸克态和 b 夸克态)	HE e^+e^-,CB	量子色动力学(谱)/电弱理论
	HE 中微子束,FT	
	HE 强子束,FT 和 CB,SD	
新粒子(重子偶素)	LE 强子束,FT,CD	量子色动力学(谱)
硬散射/喷注	HE e^+e^-,CB	量子色动力学(直观微扰理论)
	HE 轻子束,FT	
	HE 强子束,FT 和 CB,SD	
质子衰变	非加速器,被动接收型地下探测器	大统一理论

表中所列是这两个领域各自关心的主要实验现象、相应的实验配置和首选的解释性理论。实验配置按所采用的粒子束类型分为：高能(HE)或低能(LE)，固定靶(FT)或碰撞束(CB)。强子束实验又进一步细分为两类：使用传统探测器(CD)调查常见过程的实验和使用专用探测器(SD)调查罕见现象的实验。

有待讨论的还有最后一个问题。按照库恩的一般性描述，两种不可通约的世界观之间的转变通常充满着恶语相向和诉诸权力。这是可以理解的。如果世界观是靠自我参照的研究传统来维持的，那么仅靠合理的论证是不可能动摇根深蒂固的思想和行动的习惯的。但是，在高能物理领域，新旧物理学的交替却很少表现得充满火药味儿。在 70 年代，高能物理界的主要氛围是互相祝贺而不是责难。[12]我认为，这种对库恩图像的偏离是一种偶然。高能物理的历史可以理解为学界全体人员共同探索和谐世界的典范。它使全体同仁具有共同的社会意识，并由此组织起社会实践。在不同的时代，实验探索的自然现象及其解释理论构建出不同的世界。随着它的发生，旧物理学世界便从概念上和社会形态上解体。围绕不同的实验现象组织起来的研究传统很难在彼此之间提供支持。例如，低能共振物理学与高能软散射过程研究有很大程

度的不同：每个研究者都认可其他研究的存在，但在主流上仍坚持各自的研究路径。随着新物理学的到来，力的概念的统一是随着整个学界实践的统一而实现的。夸克-规范理论世界观是这种全领域范围内实验-理论共生实践的核心。新物理学传统下的研究在整个高能物理学界产生一种相互支持的语境。412 简言之，我们可以说，每个人在新旧物理学交替过程中都有所收获，没有人失去什么。[13]即便是高能物理学界的局外人——宇宙学家、天体物理学家、地下实验者和其他人——也都共享着这种互惠的成果。人们常常想当然地认为科学是一种零和博弈，每一个获胜者都意味着有一个失败者，因此不同世界之间的“革命性”转变必定伴随着深刻的分歧。高能物理学的历史不支持这一观点。总之，从高能物理历史的分析中我们得出的总的结论如下。413 基本粒子的夸克-规范理论图像应看成是特定的文化成果。新物理学的理论精髓，以及证明其有效的自然现象，是历史发展的共同成果。这一发展过程的巅峰是一种共同营造的对实在的和谐表达。我采用实践动力学，依据科学判断的影响因素，分析了这一过程。我提供了一种简单的动力学模型——“语境机会主义”，我已经说明了如何利用这一模型来看清重大的历史发展脉络。这个模型非常简单，以至于会出现这样的疑问：科学不是这样还会有别样的吗？除此人们还需期望些什么呢？但是，“科学家描述”是深深根植于对世界的常识性直觉和我们对世界的认识基础上的。很多人对科学抱有比对构建和谐社会及其未来实践更大的期望。我们不妨读一读下面这段文字：

> **20 世纪的科学是一个宏大的、令人印象深刻的故事。任何一个具有明确世界观的人都必须了解它的内容……我们能够理解这个世界，数学为物理科学提供了完美的语言，这一切绝非一般的事实。一句话，对于科学而言，一切皆有可能。**[14]

对科学的这种判断在我们的文化中可谓相当普遍。在许多场合下人们觉得这是无可争议的。但是，高能物理的历史表明，这种认识是不对的。**毫无疑义**，科学家提供了对他们所理解的那部分世界的描述：鉴于其文化资源，只有零星的尚不可解释的实验事实能够阻碍高能物理科学家给出对实在的一种可理解的描述。而且，由于他们受到过复杂的数学方面的广泛训练，因此粒子物理学家们在描述实在时表现出的数学偏好决不比他们对母语族群的喜爱更难理解。然而按照本章中所提倡的观点，任何人都没有义务要采取某种特定的世界观来描述 20 世纪的科学发展。70 年代末的粒子物理学家们很乐于抛弃他们在过去 10 年中构造的大部分唯象世界图景及其解释性理论框架。作为局外人，我们没有理由认为目前的高能物理世界观应赢得更多的尊重。在

某些情况下，例如在科学哲学的基础研究方面，密切关注当代的科学信念可能是有好处的。在其他情况下，过于听从科学家可能会扼杀想象力。世界观是文化产物，没有必要被其吓倒。按照一个过去年代的科学家的嘲讽的话来说，“大自然崇高的简单性质往往就存在于那些自认为看清了它的人所认为的庸俗简单性之中。”[15]

414

注释和参考文献

1. Pais(1968, 24, 28)。
2. Gell-Mann(1972, 338)。
3. Feyerabend(1978, 34)。
4. Gell-Mann(1972, 336)。
5. 这里指的是赖辛巴赫(Reichenbach)关于“发现的语境”与“辩护的语境”之间的区别问题(见 Reichenbach 1938)。这个区别在许多关于科学的哲学思考中均处于核心地位。它是说在理论的检验(辩护的语境)和理论的构造(发现的语境)之间有着明确的界限。哲学上认为，理论检验(应该)经得起形式逻辑的解释。这是一个客观的、超越历史的、文化上中立的过程，从而为哲学探究提供了正确的轨迹。另一方面，理论建构被认为不属于哲学解释的范畴。它被看做本质上属个人性质的，因而属于心理学研究范畴。通常，人们将那些重要理论的建构归因于科学天才的超凡特质。我的观点是，赖辛巴赫关于两种语境的明显区分无论在哲学上还是在历史上都是站不住脚的。如果人们考虑到在科学研究过程中存在不可通约的判断，那么这种区分就不攻自灭了，这些判断将实验数据和解释性理论联系在一起，它表明理论发展动力学(发现的语境)与理论检验(辩护的语境)之间存在着本质联系。

   关于对赖辛巴赫的两种语境区别的类似的批评，见 Knorr-Cetina(1981, 84)。有关理论建构的心理学分析的评述，以及由此引出的科学发现的图像(这一图像与我主张的类似)，见 Brannigan(1981)。
6. 关于科学上类比的相关文献，见第 1 章注 12 中列举的著作。
7. 见 Crane(1980b)。
8. 证明这一点的最简单的方法是采用反事实推理。例如，假设高能物理理论家可以在不了解已有的有关复合原子和原子核体系的分析知识情形下推进了他们的工作；或高能物理实验者没有正负电子对撞机可用。不难想象，在这两种情形的任何一种情形下，每一方都一定会导致一种不同的物理世界观。
9. 使得不可通约性问题成为哲学关注的中心的这一工作见库恩的《科学革命的结构》(1962 年首次出版，1970 年重印时增添了一篇重要的“后记”)。由于库恩的工作，关于不可通约性的争论在很大程度上仍然是抽象的哲学层面上的交锋。然而，柯林斯和平奇(Collins and Pinch 1982)率先围绕不可通约性概念来组织他们对超常科学的研究，他们的分析与我们这里给出的分析具有相似之处。

415

10. 见拉卡托斯和马斯格雷夫主编的库恩哲学反驳论文集(Lakatos and Musgrave 1970)。
11. 这取决于不可通约性的确切定义，可以说，新旧物理学的不可通约性是局部而不是总体的。例如，强子共振态的实验数据起先支持的是原始的组分夸克模型(旧物理学范畴)，但后来则支持量子色动力学复兴版组分夸克模型(新物理学范畴)。对此人们在两方面做出评述。从历史的角度看，新旧物理学之间的重叠区域较小。致力于共振物理学的实践不构成新物理学研究的主要成分，在70年代末很少有理论家还在从事这方面的研究，实验研究就更少了。从哲学上看，这种不可通约性是总体的还是局部的并不重要。我的分析的要点是，新旧物理学都是社会产生的。不可通约性是由社会产物派生的，我在这里讨论它只是要强调社会产生的影响更为突出。
12. 在70年代粒子物理学家所写的专业文献和科普作品里，对于旧物理学到新物理学的转变一般是热情欢迎的，很少有人反对。当然，高能物理界的一些学者比其他人更热情：请参阅下面的说明。
13. 这里过于简单化了。某些群体确实发现从旧物理学转变到新物理学是有困难的。例如，在实验方面，泡室物理学家就从新物理学的曙光中看到了其专业上的危机。在旧物理学的强相互作用实验中，泡室工作一直处于前沿，但在新物理学实验中，泡室没有明显的与其在旧物理学实验中等量齐观的作用。解决这一难题的办法之一是进行电子技术再培训。另一种办法是更新泡室技术以适应新物理学的需要(如12.2节中讨论的那样)。而在理论方面，雷吉方法的拥护者受到的打击特别沉重，因为高能物理实验者此时已失去对强子软散射的兴趣。雷吉分析的技术专长在新物理学的理论建设上发挥不了重要作用。许多雷吉理论家只好滞留在场论领域。由 Chew 领导的一部分人仍致力于难啃的靴袢程序(当 Chew 等人从新的靴袢公式中发现了类夸克结构时，他们都非常高兴。见 Chew and Rosenzweig 1978)。其他一些人则寻求雷吉理论与量子色动力学之间的联系，声称前者具有持续的重要性，同时承认后者具有根本的优势(见 Collins and Martin 1982)。
14. Polkinghorne(1983)。多年来，波金霍恩教授一直是剑桥大学的首席高能物理理论家。1979年他离开物理学去做了一名牧师。
15. 这段话引自18世纪电学家乔格·克里斯多夫·利希滕贝格，见 Heilbron(1979，448)。

参考文献

专业期刊名称缩写与全称对照如下：

Titles of technical journals have been abbreviated as follows:

AJP	*American Journal of Physics*
AP	*Annals of Physics*
ARNS	*Annual Review of Nuclear Science*
ARNPS	*Annual Review of Nuclear and Particle Science*
CMP	*Communications in Mathematical Physics*
CNPP	*Comments on Nuclear and Particle Physics*
JETP	*Soviet Physics. Journal of Experimental and Theoretical Physics (Translation)*
JETPL	*JETP Letters*
JMP	*Journal of Mathematical Physics*
LNC	*Lettere al Nuovo Cimento*
NC	*Nuovo Cimento*
NIM	*Nuclear Instruments and Methods*
NP	*Nuclear Physics*
Phys. Rept.	*Physics Reports*
PL	*Physics Letters*
PPNP	*Progress in Particle and Nuclear Physics*
PR	*Physical Review*
PRL	*PR Letters*
PTP	*Progress of Theoretical Physics*
RMP	*Reviews of Modern Physics*
RPP	*Reports on Progress in Physics*
SHEP	*Surveys in High Energy Physics*
SJNP	*Soviet Journal of Nuclear Physics (Translation)*
TMP	*Theoretical and Mathematical Physics*
ZFP	*Zeitschrift für Physik*

Abarbanel, H.D.I. (1976). 'Diffraction Scattering of Hadrons: The Theoretical Outlook'. *RMP*, *48*, 435–65.

Abers, E., Zachariasen, F. and Zemach, C. (1963). 'Origin of Internal Symmetries'. *PR*, *132*, 1831–6.

Abrams, G.S. *et al.* (1974). 'Discovery of a Second Narrow Resonance'. *PRL*, *33*, 1453–4.

Abud, M., Buccella, F., Ruegg, H. and Savoy, C.A. (1977). 'A New Unified Theory with Right-Handed Currents and Proton Stability'. *PL*, *67B*, 313–15.

Adair, R.K. and Fowler, E.C. (1963). *Strange Particles*. New York and London: Wiley Interscience.

Adams, J.B. (1979). 'Particle Accelerator Developments at CERN in 1979'. In *CERN Annual Report 1979*, 11–16.
Adams, J.B. (1980). 'The Development of CERN, 1970 to 1980'. In *CERN Annual Report 1980*, 13–25.
Adeva, B. *et al.* (1981). 'Observation of a Fully Reconstructed $D^0\bar{D}^0$ Pair with Long Proper Lifetimes in a High Resolution Hydrogen Bubble Chamber and the European Hybrid Spectrometer'. *PL*, *102B*, 285–90.
Adler, S.L. (1965). 'Sum-Rules for Axial-Vector Coupling-Constant Renormalization in Beta Decay'. *PR*, *140*, B736–B747.
Adler, S.L. (1966). 'Sum Rules Giving Tests of Local Current Commutation Relations in High-Energy Neutrino Reactions'. *PR*, *143*, 1144–55.
Adler, S.L. (1969). 'Axial Vector Vertex in Spinor Electrodynamics'. *PR*, *177*, 2426–38.
Adler, S.L. and Dashen, R.F. (1968). *Current Algebras and Applications to Particle Physics*. New York and Amsterdam: W.A.Benjamin.
Aguilar-Benitez, M. *et al.* (1983). 'The European Hybrid Spectrometer – A Facility to Study Multihadron Events in High Energy Interactions'. *NIM*, *205*, 79–97.
Alguard, M.J. *et al.* (1976). 'Elastic Scattering of Polarized Electrons by Polarized Protons'. *PRL*, *37*, 1258–61.
Alguard, M.J. *et al.* (1978). 'Deep-Inelastic e-p Asymmetry Measurements and Comparison with the Bjorken Sum Rule and Models of Proton Spin Structure'. *PRL*, *41*, 70–3.
Ali, A. *et al.* (1980). 'A QCD Analysis of the High Energy e^+e^- Data from PETRA'. *PL*, *93B*, 155–60.
Allison, W. *et al.* (1980). 'Direct Evidence for Associated Charm Production in 340 GeV πp Interactions', *PL*, *93B*, 509–16.
Alper, B. *et al.* (1973). 'Production of High Transverse Momentum Particles in pp Collisions in the Central Region at the CERN ISR'. *PL*, *40B*, 521–9.
Alpher, R.A., Fiske, M.D. and Porter, B.F. (1980). 'Physics Manpower: Present and Future'. *Physics Today*, *33*(1), 44–53.
Altarelli, G. (1982). 'Partons in Quantum Chromodynamics'. *Phys. Rept.*, *81*, 1–129.
Alvarez, L.W. (1970). 'Recent Developments in Particle Physics'. In M. Conversi (ed.), *Evolution of Particle Physics*, 1–49. New York and London: Academic Press.
Amaldi, E. (1977). 'First International Collaborations between Western European Countries after World War II in the Field of High Energy Physics'. In Weiner (1977), 326–51.
Amaldi, E. (1981). 'The Bruno Touschek Legacy'. CERN Yellow Report 81-19.
'Amaldi Report' (1963). 'Report of the Working Party on the European High Energy Accelerator Programme'. CERN preprint CERN/FA/WP/23/ Rev. 3.
Amati, D., Bacry, H., Nuyts, J. and Prentki, J. (1964). 'SU_4 and Strong Interactions'. *PL*, *11*, 190–2.
Anderson, P.W. (1958). 'Random Phase Approximation in the Theory of Superconductivity'. *PR*, *112*, 1900–16.

Anderson, P.W. (1963). 'Plasmons, Gauge Invariance and Mass'. *PR*, *130*, 439–42.
Andersson, B., Gustafson, G. and Sjostrand, T. (1980). 'A Three-Dimensional Model for Quark and Gluon Jets'. *ZFP*, *6*, 235–40.
Appelquist, T., Barnett, R.M. and Lane, K. (1978). 'Charm and Beyond'. *ARNPS*, *28*, 387–499.
Appelquist, T., De Rújula, A., Politzer, H.D. and Glashow, S.L. (1975). 'Spectroscopy of the New Mesons'. *PRL*, *34*, 365–9.
Appelquist, T. and Politzer, H.D. (1975). 'Heavy Quarks and e^+e^- Annihilation'. *PRL*, *34*, 43–5.
Arbeiter, L. (1982). 'Astrophysics Laboratory: Theoretical Gain'. *Nature*, *299*, 770.
Argento, A. *et al.* (1983). 'Electroweak Asymmetry in Deep Inelastic Muon-Nucleon Scattering'. *PL*, *120B*, 245–50.
Arnison, G. *et al.* (1983a). 'Experimental Observation of Isolated Large Transverse Energy Electrons with Associated Missing Energy at $\sqrt{s}$ = 540 GeV'. *PL*, *122B*, 103–16.
Arnison, G. *et al.* (1983b). 'Experimental Observation of Lepton Pairs of Invariant Mass around 95 GeV/c^2 at the CERN SPS Collider'. *PL*, *126B*, 398–410.
Atwood, W. *et al.* (1972). 'Experimental Test for an Electromagnetic Axial-Vector Current of Hadrons in Inelastic Scattering of Polarized Electrons'. SLAC Proposal No. 95, unpublished.
Aubert, B. *et al.* (1974a). 'Further Observation of Muonless Neutrino-Induced Inelastic Interactions'. *PRL*, *32*, 1454–7.
Aubert, B. *et al.* (1974b). 'Measurements of Rates for Muonless Deep Inelastic Neutrino and Antineutrino Interactions'. *PRL*, *32*, 1457–60.
Aubert, B. *et al.* (1974c). 'Scaling-Variable Distributions in High-Energy Inelastic Neutrino Interactions'. *PRL*, *33*, 984–7.
Aubert, J.J. *et al.* (1974). 'Observation of a Heavy Particle J'. *PRL*, *33*, 1404–5.
Augustin, J.-E. *et al.* (1974). 'Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation'. *PRL*, *33*, 1406–7.
Aurenche, J.P. and Paton, J.E. (1976). 'High-Energy Hadron Collisions: A Point of View'. *RPP*, *39*, 175–216.
Bacci, C. *et al.* (1974). 'Preliminary Result of Frascati (ADONE) on the Nature of a New 3.1 GeV Particle Produced in e^+e^- Annihilation'. *PRL*, *33*, 1408–10.
Bacci, C. and Salvini, G. (eds) (1983). *Proceedings of the Third Topical Workshop on Proton-Antiproton Collider Physics*, 12–14 January 1983, Rome. CERN Yellow Report 83-04.
Bacry, H., Nuyts, J. and Van Hove, L. (1964). 'Basic SU_3 Triplets with Integral Charge and Unit Baryon Number'. *PL*, *9*, 279–80.
Baird, P.E.G. *et al.* (1976). 'Search for Parity Non-Conserving Optical Rotation in Atomic Bismuth'. *Nature*, *264*, 528–9.
Baird, P.E.G. *et al.* (1977). 'Search for Parity-Nonconserving Optical Rotation in Atomic Bismuth'. *PRL*, *39*, 798–801.
Ballam, J. (1967). 'SLAC: The Program'. *Physics Today*, *20*(4), 43–52.

Ballam, J. and Watt, R.D. (1977). 'Hybrid Bubble Chamber Systems'. *ARNS*, *27*, 75–138.
Banner, M. *et al.* (1973). 'Large Transverse Momentum Particle Production at 90° in pp Collisions at the ISR'. *PL*, *44B*, 537–40.
Banner, M. *et al.* (1983). 'Observation of Single Isolated Electrons of High Transverse Momentum with Missing Transverse Energy at the CERN $p\bar{p}$ Collider'. *PL*, *122B*, 476–85.
Barboni, E.J. (1977). *Functional Differentiation and Technological Specialization in a Specialty in High Energy Physics: The Case of Weak Interactions of Elementary Particles*. Cornell University PhD Thesis, unpublished.
Bardeen, J., Cooper, L.N. and Schrieffer, J.R. (1957). 'Microscopic Theory of Superconductivity'. *PR*, *106*, 162–4.
Bardeen, W.A., Fritzsch, H. and Gell-Mann, M. (1973). 'Light Cone Current Algebra, π^0 Decay and e^+e^- Annihilation'. In Gatto (1973), 139–53.
Barger, V. (1974). 'Reaction Mechanisms at High Energy'. In Smith (1974), I-193–227.
Barish, B.C. (1978). 'Experimental Aspects of High Energy Neutrino Physics'. *Phys. Rept.*, *39*, 279–360.
Barish, B.C. *et al.* (1974). 'Gauge-Theory Heavy Muons: An Experimental Search'. *PRL*, *32*, 1387–90.
Barish, B.C. *et al.* (1975). 'Neutral Currents in High-Energy Neutrino Collisions: An Experimental Search'. *PRL*, *34*, 538–41.
Barish, B.C. *et al.* (1976). 'Investigations of Neutrino Interactions with Two Muons in the Final State'. *PRL*, *36*, 939–41.
Barish, B.C. *et al.* (1977). 'Observation of Trimuon Production by Neutrinos'. *PRL*, *38*, 577–80.
Barkov, L.M. and Zolotorev, M.S. (1978). 'Observation of Parity Nonconservation in Atomic Transitions'. *JETPL*, *27*, 357–61.
Barkov, L.M. and Zolotorev, M.S. (1979). 'Parity Violation in Atomic Bismuth'. *PL*, *85B*, 308–13.
Barnes, B. (1977). *Interests and the Growth of Knowledge*. London: Routledge and Kegan Paul.
Barnes, B. (1982). *T.S.Kuhn and Social Science*. London: Macmillan.
Barnes, V.E. *et al.* (1964). 'Observation of a Hyperon with Strangeness Minus Three'. *PRL*, *12*, 204–6.
Bars, I., Halpern, M.B. and Yoshimura, M. (1973). 'Unified Gauge Theories of Hadrons and Leptons'. *PR*, *D7*, 1233–51.
Bartoli, B. *et al.* (1970). 'Multiple Particle Production from e^+e^- Interactions at C.M. Energies between 1.6 and 2 GeV'. *NC*, *70A*, 615–31.
Barton, M.Q. (1961). *Catalogue of High Energy Accelerators*. Brookhaven National Laboratory Report BNL 683 (T-230).
Battistoni, G. *et al.* (1982). 'Fully Contained Events in the Mont Blanc Nucleon Decay Detector'. *PL*, *118B*, 461–5.
Baum, G. *et al.* (1971). 'Measurement of Asymmetry in Deep Inelastic Scattering of Polarized Electrons by Polarized Protons'. SLAC Proposal No. 80, unpublished.
Baum, G. *et al.* (1975). 'A Test of Parity Violations in the Inelastic Scattering of Polarized Electrons at the Level of the Weak Interactions'. SLAC Proposal No. 122, unpublished.

Becchi, C. and Morpurgo, G. (1965a). 'Vanishing of the E2 Part of the $N^*_{33} \rightarrow N + \gamma$ Amplitude in the Non-Relativistic Quark Model of "Elementary" Particles'. *PL*, *17*, 352–4.

Becchi, C. and Morpurgo, G. (1965b). 'Test of the Nonrelativistic Quark Model for "Elementary" Particles: Radiative Decays of Vector Mesons'. *PR*, *140B*, 687–90.

Belavin, A.A., Polyakov, A.M., Schwartz, A. and Tyupkin, Y. (1975). 'Pseudoparticle Solutions of the Yang–Mills Equations'. *PL*, *59B*, 85–7.

Bell, J.S. (1967). 'Current Algebra and Gauge Invariance'. *NC*, *50*, 129–34.

Bell, J.S. and Jackiw, R. (1969). 'A PCAC Puzzle: $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ in the σ-Model'. *NC*, *51*, 47–61.

Bell, J.S., Løvseth, J. and Veltman, M. (1963). 'CERN Neutrino Experiments: Conclusions'. In Bernadini and Puppi (1963), 584–90.

Bell, J.S. and Veltman, M. (1963a). 'Intermediate Boson Production by Neutrinos'. *PL*, *5*, 94–6.

Bell, J.S. and Veltman, M. (1963b). 'Polarisation of Vector Bosons Produced by Neutrinos'. *PL*, *5*, 151–2.

Bellini, G. *et al.* (1982). 'Lifetime Measurements in the 10^{-13}s Range'. *Phys. Rept.*, *83*, 1–106.

Benichou, J.L. *et al.* (1981). 'A Rapid Cycling Hydrogen Bubble Chamber with High Spatial Resolution for Visualizing Charmed Particle Decays'. *NIM*, *190*, 487–512.

Benvenuti, A. *et al.* (1974). 'Observation of Muonless Neutrino-Induced Inelastic Interactions'. *PRL*, *32*, 800–3.

Benvenuti, A. *et al.* (1975a). 'Observation of New-Particle Production by High-Energy Neutrinos'. *PRL*, *34*, 419–22.

Benvenuti, A. *et al.* (1975b). 'Invariant-Mass Distributions from Inelastic ν and $\bar{\nu}$ Interactions'. *PRL*, *34*, 597–600.

Benvenuti, A. *et al.* (1975c). 'Further Observation of Dimuon Production by Neutrinos'. *PRL*, *35*, 1199–202.

Benvenuti, A. *et al.* (1975d). 'Dimuons Produced by Antineutrinos'. *PRL*, *35*, 1249–52.

Benvenuti, A. *et al.* (1976a). 'Further Data on the High-y Anomaly in Inelastic Neutrino Scattering'. *PRL*, *36*, 1478–82.

Benvenuti, A. *et al.* (1976b). 'Measurement of the Ratio $\sigma_c(\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \mu^+ + X)/\sigma_c(\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + X)$ at High Energy'. *PRL*, *37*, 189–92.

Benvenuti, A. *et al.* (1976c). 'Evidence for Parity Nonconservation in the Weak Neutral Current'. *PRL*, *37*, 1039–42.

Benvenuti, A. *et al.* (1977a). 'Observation of a New Process with Trimuon Production by High-Energy Neutrinos'. *PRL*, *38*, 1110–13.

Benvenuti, A. *et al.* (1977b). 'Characteristics of Neutrino-Produced Dimuon and Trimuon Events as Evidence for New Physics at the Lepton Vertex'. *PRL*, *38*, 1183–6.

Berger, Ch. *et al.* (1978). 'Observation of a Narrow Resonance Formed in e^+e^- Annihilation at 9.46 GeV'. *PL*, *76B*, 243–5.

Berman, S.M., Bjorken, J.D. and Kogut, J.B. (1971). 'Inclusive Processes at High Transverse Momentum'. *PR*, *D4*, 3388–418.

Berman, S.M. and Jacob, M. (1970). 'Connection Between Inelastic Proton–Proton Reactions and Deep Inelastic Scattering'. *PRL*, *25*, 1683–6.

Bernadini, C. (1978). 'The Story of AdA', *Scientia*, *113*, 27–44.

Bernadini, G. and Puppi, G.P. (eds) (1963). *Proceedings of the Sienna International Conference on Elementary Particles*, 30 Sept.–5 Oct. 1963, Sienna, Italy. Bologna: Società Italiana di Fisica.

Bethe, H.A. and de Hoffmann, F. (1956). *Mesons and Fields*, Vol. II. Evanston: Row, Peterson.

Bienlein, J.K. *et al.* (1964). 'Spark Chamber Study of High-Energy Neutrino Interactions'. *PL*, *13*, 80–91.

Bienlein, J.K. *et al.* (1978). 'Observation of a Narrow Resonance at 10.02 GeV in e^+e^- Annihilations'. *PL*, *78B*, 360–3.

Bilenky, S.M. and Pontecorvo, B. (1978). 'Lepton Mixing and Neutrino Oscillations'. *Phys. Rept.*, *41*, 225–61.

Bingham, H.H. *et al.* (1963). 'CERN Neutrino Experiment – Preliminary Bubble Chamber Results'. In Bernadini and Puppi (1963), 555–70.

Bjorken, J.D. (n.d.). 'Inelastic Electron (and Muon) Scattering at High Energies and Forward Angles'. Unpublished.

Bjorken, J.D. (1966a). 'Inequality for Electron and Muon Scattering from Nucleons'. *PRL*, *16*, 408.

Bjorken, J.D. (1966b). 'Applications of the Chiral U(6)⊗U(6) Algebra of Current Densities'. *PR*, *148*, 1467–78.

Bjorken, J.D. (1967). 'Inequality for Backward Electron- and Muon-Nucleon Scattering at High Momentum Transfer'. *PR*, *163*, 1767–9.

Bjorken, J.D. (1969). 'Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum'. *PR*, *179*, 1547–53.

Bjorken, J.D. (1974). 'A Theorist's View of e^+e^- Annihilation'. In Rollnik and Pfeil (1974), 25–47.

Bjorken, J.D. (1975). 'Symposium Summary and Prognosis'. In Kirk (1975), 987–1002.

Bjorken, J.D. (1977). 'Future Accelerators: Physics Issues'. In Gutbrod (1977), 960–1000.

Bjorken, J.D. (1979). 'The New Orthodoxy: How Can It Fail?' In *Neutrino '79: Proceedings of the International Conference on Neutrinos, Weak Interactions and Cosmology*, 18–22 June 1979, Bergen, Norway, 9–19.

Bjorken, J.D. and Brodsky, S.J. (1970). 'Statistical Model for Electron-Positron Annihilation into Hadrons'. *PR*, *D1*, 1416–20.

Bjorken, J.D. and Drell, S.D. (1964). *Relativistic Quantum Mechanics*. New York: McGraw-Hill.

Bjorken, J.D. and Drell, S.D. (1965). *Relativistic Quantum Fields*. New York: McGraw-Hill.

Bjorken, J.D. and Glashow, S.L. (1964). 'Elementary Particles and SU(4)'. *PL*, *11*, 255–7.

Bjorken, J.D. and Nauenberg, M. (1968). 'Current Algebra'. *ARNS*, *18*, 229–68.

Bjorken, J.D. and Paschos, E.A. (1969). 'Inelastic Electron-Proton and γ-Proton Scattering and the Structure of the Nucleon'. *PR*, *185*, 1975–82.

Bjorken, J.D. and Paschos, E.A. (1970). 'High-Energy Inelastic Neutrino-Nucleon Interactions'. *PR, D1*, 3151–60.
Blankenbecler, R., Brodsky, S.J. and Gunion, J.F. (1972). 'Composite Theory of Large Angle Scattering and New Tests of Parton Concepts'. *PL, 39B*, 649–53.
Blewett, M.H. (1967). 'Characteristics of Typical Accelerators'. *ARNS, 17*, 427–68.
Blietschau, J. *et al.* (1976). 'Observation of Muon-Neutrino Reactions Producing a Positron and a Strange Particle'. *PL, 60B*, 207–10.
Block, M.M. *et al.* (1964). 'Neutrino Interactions in the CERN Heavy Liquid Bubble Chamber'. *PL, 12*, 281–5.
Bloom, E.D. and Feldman, G.J. (1982). 'Quarkonium'. *Scientific American, 246*(5), 42–53.
Bloom, E.D. *et al.* (1969). 'High Energy Inelastic e-p Scattering at 6° and 10°'. *PRL, 23*, 930–4.
Bloor, D. (1976). *Knowledge and Social Imagery*. London: Routledge and Kegan Paul.
Bludman, S.A. (1958). 'On the Universal Fermi Interaction'. *NC, 9*, 433–44.
BNL (1977). *Proceedings of the 1977 Isabelle Summer Workshop*, July 18–29, 1977, Brookhaven National Laboratory. BNL Report 50721.
Bogoliubov, N.N. and Shirkov, D.V. (1959). *Introduction to the Theory of Quantized Fields*. New York: Interscience.
Bogoliubov, N.N., Tolmachev, V.V. and Shirkov, D.V. (1958). *A New Method in the Theory of Superconductivity*. Moscow: Academy of Sciences of USSR.
Bogoliubov *et al.* (eds.) (1976). *Proceedings of the 18th International Conference on High Energy Physics*, Tbilisi, USSR, July 1976.
Bouchiat, C., Iliopoulos, J. and Meyer, Ph. (1972). 'An Anomaly-Free Version of Weinberg's Model'. *PL, 38B*, 519–23.
Boulware, D. (1970). 'Renormalizeability of Massive Non-Abelian Gauge Fields: A Functional Integral Approach'. *AP, 56*, 140–71.
Boyarski, A. *et al.* (1975). 'Limits on Charmed Meson Production in e^+e^- Annihilation at 4.8 GeV Centre-of-Mass Energy'. *PRL*, 35, 196–9.
Brandt, R.A. (1969). 'Asymptotic Behavior of Electroproduction Structure Functions'. *PRL, 22*, 1149–51.
Brannigan, A. (1981). *The Social Basis of Scientific Discoveries*. Cambridge: Cambridge University Press.
Branson, J.G. (1982). 'Review of High Energy e^+e^- Physics'. Lectures at the International School of Subnuclear Physics, Erice, 1982. To be published.
Braunschweig, E. *et al.* (1974). 'A Measurement of Large Angle e^+e^- Scattering at the 3100 MeV Resonance'. *PL, 53B*, 393–6.
Brézin, E., Gervais, J-L. and Toulouse, G. (eds) (1980). *Common Trends in Particle and Condensed Matter Physics*: Proceedings of Les Houches Winter Advanced Study Institute, February 1980. *Phys. Rept., 67*, 1–199.
Briedenbach, M. *et al.* (1969). 'Observed Behavior of Highly Inelastic Electron-Proton Scattering'. *PRL, 23*, 935–99.
Broad, W.J. (1982). 'A Requiem for Isabelle'. *Science, 216*, 158.

Brodsky, S.J. and Drell, S.D. (1970). 'The Present Status of Quantum Electrodynamics'. *ARNS*, *20*, 147–94.
Brodsky, S. and Karl, G. (1976). 'Parity Violation in Atoms'. *Comments on Atomic and Molecular Physics*, *5*, 63–9.
Bromberg, C. *et al.* (1977). 'Observation of the Production of Jets of Particles at High Transverse Momentum and Comparison with Inclusive Single-Particle Reactions'. *PRL*, *38*, 1447–50.
Bromberg, C. *et al.* (1978). 'Production of Jets and Single Particles at High p_T in 200 GeV Hadron-Beryllium Collisions'. *NP*, *B134*, 189–214.
Brower, R.C. and Ellis, J. (1972). 'Double-Regge Boundary Condition for Limiting Fragmentation'. *PR*, *D5*, 2253–7.
Brower, R.C. and Ellis, J. (1974). 'An Asymptotically Free Regge Field Theory'. *PL*, *51B*, 242–6.
Brower, R.C., Ellis, J., Savit, R. and Zakrzewski, J.R. (1975). 'Reggeon Field Theory on a Lattice: A Formulation'. *NP*, *B94*, 460–76.
Brower, R.C., Ellis, J., Schmidt, M.G. and Weis, J.H. (1977a). 'Hadron Scattering in Two-Dimensional QCD, 1: Formalism and Leading Order Calculations'. *NP*, *B128*, 131–74.
Brower, R.C., Ellis, J., Schmidt, M.G. and Weis, J.H. (1977b). 'Hadron Scattering in Two-Dimensional QCD, 2: Second-Order Calculations, Multi-Regge and Inclusive Reactions'. *NP*, *B128*, 175–203.
Brown, L.M. (1978). 'The Idea of the Neutrino'. *Physics Today*, *31*(9), 23–8.
Brown, L.M. (1981). 'Yukawa's Prediction of the Meson'. *Centaurus*, *25*, 71–132.
Brown, L.M. and Hoddeson, L. (1982). 'The Birth of Elementary-Particle Physics'. *Physics Today*, *35*(4), 36–43.
Brown, L.M. and Hoddeson, L. (eds) (1983). *The Birth of Particle Physics*. New York: Cambridge University Press.
Bucksbaum, P., Commins, E. and Hunter, L. (1981). 'New Observation of Parity Nonconservation in Atomic Thallium'. *PRL*, *46*, 640–3.
Budagov, I. *et al.* (1969). 'Measurement of Structure Factors in Inelastic Neutrino Scattering'. *PL*, *30B*, 365–8.
Buras, A.J. (1980). 'Asymptotic Freedom in Deep Inelastic Processes in the Leading Order and Beyond'. *RMP*, *52*, 199–276.
Buras, A.J., Ellis, J., Gaillard, M.K. and Nanopoulos, D.V. (1978). 'Aspects of the Grand Unification of Strong, Weak and Electromagnetic Interactions'. *NP*, *B135*, 66–92.
Burhop, E.H.S. *et al.* (1976). 'Observation of a Likely Example of the Decay of a Charmed Particle Produced in a High Energy Neutrino Interaction'. *PL*, *65B*, 299–304.
Büsser, F.W. *et al.* (1973). 'Observation of π^0 Mesons with Large Transverse Momentum in High Energy pp Collisions'. *PL*, *46B*, 471–6.
Cabibbo, N. (1963). 'Unitary Symmetry and Leptonic Decays'. *PRL*, *10*, 531–3.
Cabibbo, N., Parisi, G. and Testa, M. (1970). 'Hadron Production in e^+e^- Collisions'. *LNC*, *4*, 35–9.
Cabibbo, N. and Radicati, L.A. (1966). 'Sum Rule for the Isovector Magnetic Moment of the Proton'. *PL*, *19*, 697–9.

Cabrera, B. (1982). 'First Results from a Superconductive Detector for Moving Magnetic Monopoles'. *PRL*, *48*, 1378–81.
Cahier Technique No. 6 (1973). 'Gargamelle: La Chambre à Bulles à Liquides Lourds'. CERN Report CERN/PIO 73-15.
Cahn, R.N. and Gilman, F.J. (1978). 'Polarized-Electron-Nucleon Scattering in Gauge Theories of Weak and Electromagnetic Interactions'. *PR*, *D17*, 1313–22.
Callan, C.G., Jr. (1970). 'Broken Scale Invariance in Scalar Field Theory'. *PR*, *D2*, 1541–7.
Calmet, J., Narison, S., Perrottet, M. and de Rafael, E. (1977). 'The Anomalous Magnetic Moment of the Muon: A Review of the Theoretical Contributions'. *RMP*, *49*, 21–9.
Camilleri, L. (1979). 'A Study of High Mass e^+e^- Pairs Produced in p-p Collisions at the CERN ISR'. In Homma *et al.* (1979), 187–8.
Camilleri, L. *et al.* (1976). 'Physics with Very High Energy e^+e^- Colliding Beams'. CERN Yellow Report 76-18.
Capra, F. (1979). 'Quark Physics without Quarks: A Review of Recent Developments in S-Matrix Theory'. *AJP*, 47, 11–23.
Carrigan, R.A., Jr. and Trower, W.P. (1982). 'Superheavy Magnetic Monopoles'. *Scientific American*, *246*(4), 106–18.
Carrigan, R.A., Jr. and Trower, W.P. (1983a). 'Magnetic Monopoles: A Status Report'. Fermilab preprint Fermilab-Pub-83/31.
Carrigan, R.A., Jr. and Trower, W.P. (eds) (1983b). *Magnetic Monopoles*. New York and London: Plenum.
Carruthers, P. (1971). 'Broken Scale Invariance in Particle Physics'. *Phys. Rept.*, 1, 1–30.
Cassidy, D.C. (1981). 'Cosmic Ray Showers, High Energy Physics, and Quantum Field Theories: Programmatic Interactions in the 1930s'. *Historical Studies in the Physical Sciences*, *12*, 1–39.
Cazzoli, E.G. *et al.* (1975). 'Evidence for $\Delta S = -\Delta Q$ Currents or Charmed-Baryon Production by Neutrinos'. *PRL*, *34*, 1125–8.
CERN (1982). *Photonics Applied to Nuclear Physics: 1*, European Hybrid Spectrometer Workshop on Holography and High-Resolution Techniques, Strasbourg, 9–12 November 1981. CERN Yellow Report 82-10.
CERN Courier (1977a). 'Gersh Budker and Ben Lee'. *17*, 246–7.
CERN Courier (1977b). 'Upsilon Hunting'. *17*, 319–21.
CERN Courier (1978). 'The Upsilon at DORIS'. *18*, 202–4.
CERN Courier (1981a). 'Looking for Proton Decay'. *21*, 195–6.
CERN Courier (1981b). 'Hunting the Unstable Proton'. *21*, 253–4.
CERN Courier (1982a). 'CERN: First Results at 540 GeV Total Energy'. *22*, 3.
CERN Courier (1982b). 'LEP Authorization'. *22*, 20.
CERN Courier (1982c). 'The Tilting of LEP'. *22*, 61–2.
CERN Courier (1982d). 'Fermilab Moves on From 400 GeV'. *22*, 316–18.
CERN Courier (1983a). 'First Signs of the W'. *23*, 43–4.
CERN Courier (1983b). 'US Science Underground'. *23*, 49–51.
CERN Courier (1983c). 'Fast Work'. *23*, 82–5.
CERN Courier (1983d). 'HERA Clearer'. *23*, 90.

Chang, C. *et al.* (1975). 'Observed Deviations from Scale Invariance in High-Energy Muon Scattering'. *PRL*, *35*, 901–4.
Chanowitz, M.S. (1981). 'Have We Seen Our First Glueball?' *PRL*, *46*, 981–4.
Chanowitz, M.S. and Ellis, J. (1972). 'Canonical Anomalies and Broken Scale Invariance'. *PL*, *40B*, 397–400.
Charpak, G. (1970). 'Evolution of the Automatic Spark Chamber'. *ARNS*, *20*, 195–254.
Charpak, G. (1978). 'Multiwire and Drift Proportional Chambers'. *Physics Today*, *31* (10), 23–31.
Chew, G.F. (1964a). *The Analytic S Matrix*. New York and Amsterdam: W.A.Benjamin.
Chew, G.F. (1964b). 'Elementary Particles?' *Physics Today*, *17*(4), 30–4.
Chew, G.F. (1968). '"Bootstrap": A Scientific Idea?' *Science*, *161*, 762–5.
Chew, G.F. (1970). 'Hadron Bootstrap: Triumph or Frustration?' *Physics Today*, *23*(10), 23–8.
Chew, G.F. and Frautschi, S.C. (1961a). 'Principle of Equivalence for All Strongly Interacting Particles within the S-Matrix Formalism', *PRL*, *8*, 394–7.
Chew, G.F. and Frautschi, S.C. (1961b). 'Dynamical Theory for Strong Interactions at Low Momentum Transfers but Arbitrary Energies'. *PR*, *123*, 1478–86.
Chew, G.F., Frautschi, S.C. and Mandelstam, S. (1962). 'Regge Poles in π-π Scattering'. *PR*, *126*, 1202–8.
Chew, G.F., Gell-Mann, M. and Rosenfeld, A.H. (1964). 'Strongly Interacting Particles'. *Scientific American*, *210*(2), 74–93.
Chew, G.F. and Rosenzweig, C. (1978). 'Dual Topological Unitarization: An Ordered Approach to Hadron Theory'. *Phys. Rept.*, *41*, 263–327.
Chodos, A., Jaffe, R.L., Johnson, K., Thorn, C.B. and Weisskopf, V.F. (1974). 'New Extended Model of Hadrons'. *PR*, *D9*, 3471–95.
Christenson, J.H., Cronin, J.W., Fitch, V.L. and Turlay, R. (1964). 'Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson'. *PRL*, *13*, 138–40.
Christenson, J.H. *et al.* (1970). 'Observation of Massive Muon Pairs in Hadron Collisions'. *PRL*, *25*, 1523–6.
Christenson, J.H. *et al.* (1973). 'Observation of Muon Pairs in High-Energy Hadron Collisions'. *PR*, *D8*, 2016–34.
Cline, D. (ed.) (1978). *Proceedings of the Seminar on Proton Stability*, University of Wisconsin, 8 Dec. 1978. Unpublished; no page numbers.
Cline, D. and Fry, W.F. (1977). 'Neutrino Scattering and New-Particle Production'. *ARNS*, *27*, 209–78.
Cline, D.B., Mann, A.K. and Rubbia, C. (1974). 'The Detection of Neutral Weak Currents'. *Scientific American*, *231*(6), 108–19.
Cline, D.B., Mann, A.K. and Rubbia, C. (1976). 'The Search for New Families of Elementary Particles'. *Scientific American*, *234*(1), 44–63.
Cline, D. and Rubbia, C. (1980). 'Antiproton-Proton Colliders and Intermediate Bosons'. *Physics Today*, *33*(8), 44–52.
Cline, D.B., Rubbia, C. and van der Meer, S. (1982). 'The Search for Intermediate Vector Bosons'. *Scientific American*, *246*(3), 38–49.
Close, F.E. (1976). 'Parity Violation in Atoms?' *Nature*, *264*, 505–6.

Close, F.E. (1978). 'A Massive Particle Conference'. *Nature*, *275*, 267.

Close, F.E. (1979). *An Introduction to Quarks and Partons*. London, New York and San Francisco: Academic Press.

Coleman, S. (1973). 'Dilations'. In A.Zichichi (ed.), *Properties of the Fundamental Interactions*, Proceedings of the Erice Summer School, 1973, 359–99. Bologna: Editrici Compositori Bologna.

Coleman, S. (1979). 'The 1979 Nobel Prize in Physics'. *Science*, *206*, 1290–2.

Coleman, S. and Gross, D.J. (1973). 'Price of Asymptotic Freedom'. *PRL*, *31*, 851–4.

Coleman, S. and Weinberg, E. (1973). 'Radiative Corrections as the Origin of Spontaneous Symmetry Breaking'. *PR*, *D7*, 1889–98.

Collins, G.B. (1953). 'Scintillation Counters'. *Scientific American*, *189*(5), 36–41.

Collins, H.M. (1974). 'The TEA Set: Tacit Knowledge and Scientific Networks'. *Science Studies*, *4*, 165–86.

Collins, H.M. (1975a). 'The Seven Sexes: A Study in the Sociology of a Phenomenon, or the Replication of Experiments in Physics'. *Sociology*, *9*, 205–24.

Collins, H.M. (1975b). 'Building a TEA Laser: The Caprices of Communication'. *Social Studies of Science*, 5, 441–50.

Collins, H.M. (ed.) (1981a). *Knowledge and Controversy: Studies of Modern Natural Science*, Special Issue of *Social Studies of Science*, *11*, 1–158.

Collins, H.M. (1981b). 'What is TRASP? The Radical Programme as Methodological Imperative'. *Philosophy of the Social Sciences*, *11*, 215–24.

Collins, H.M. (1981c). 'Stages in the Empirical Programme of Relativism'. *Social Studies of Science*, *11*, 3–10.

Collins, H.M. and Pinch, T.J. (1982). *Frames of Meaning: The Social Construction of Extraordinary Science*. London: Routledge and Kegan Paul.

Collins, P.D.B. (1971). 'Regge Theory and Particle Physics'. *Phys. Rept.*, *1*, 103–234.

Collins, P.D.B. and Martin, A.D. (1982). 'Hadron Reaction Mechanisms'. *RPP*, *45*, 335–426.

Collins, P.D.B. and Squires, E.J. (1968). *Regge Poles in Particle Physics*, Springer Tracts in Modern Physics, Vol. 45. Berlin: Springer-Verlag.

Combley, F.H. (1979). '(g-2) Factors for Muon and Electron and the Consequences for QED'. *RPP*, *42*, 1889–935.

Commins, E.D. and Bucksbaum, P.H. (1980). 'The Parity Non-Conserving Electron-Nucleon Interaction'. *ARNPS*, *30*, 1–52.

Connolly, P.L. *et al.* (1963). 'Existence and Properties of the ϕ Meson'. *PRL*, *10*, 371–4.

Conti, R. *et al.* (1979). 'Preliminary Observation of Parity Nonconservation in Atomic Thallium'. *PRL*, *42*, 343–6.

Copley, L.A., Karl, G. and Obryk, E. (1969a). 'Backward Single Pion Photoproduction and the Symmetric Quark Model'. *PL*, *29B*, 117–20.

Copley, L.A., Karl, G. and Obryk, E. (1969b). 'Single Pion Photoproduction in the Quark Model'. *NP*, *B13*, 303–19.

Corcoran, M.D. *et al.* (1978). 'Comparison of High-p_T Events Produced by Pions and Protons'. *PRL*, *41*, 9–12.
Courant, H. *et al.* (1963). 'Determination of the Relative Σ-Λ Parity'. *PRL*, *10*, 409–12.
Coward, D.H. *et al.* (1968). 'Electron-Proton Elastic Scattering at High Momentum Transfers'. *PRL*, *20*, 292–5.
Crane, D. (1980a). 'An Exploratory Study of Kuhnian Paradigms in Theoretical High Energy Physics'. *Social Studies of Science*, *10*, 23–54.
Crane, D. (1980b). 'Reply to Pickering'. *Social Studies of Science*, *10*, 502–6.
Creutz, M. (1981). 'Roulette Wheels and Quark Confinement'. *CNPP*, *10*, 163–73.
Cronin, J.W. (1981). 'CP Symmetry Violation: The Search for Its Origin'. *Science*, *212*, 1221–8.
Cundy, D.C. *et al.* (1970). 'Upper Limits for Diagonal and Neutral Current Couplings in the CERN Neutrino Experiments'. *PL*, *31B*, 478–80.
Cushing, J.T. (1982). 'Models and Methodologies in Current Theoretical High-Energy Physics'. *Synthese*, *50*, 5–101.
Dalitz, R.H. (1966a). 'Resonant States and Strong Interactions'. In *Proceedings of the International Conference on Elementary Particles*, Oxford, 1965, 157–81. Chilton: Rutherford Laboratory.
Dalitz, R.H. (1966b). 'Quark Models for the "Elementary Particles" '. In C. DeWitt and M.Jacob (eds.), *High Energy Physics*, 251–324. New York: Gordon and Breach.
Dalitz, R.H. (1967). 'Symmetries and the Strong Interactions'. In *Proceedings of the 13th International Conference on High Energy Physics*, 215–34. Berkeley: University of California Press.
Dalitz, R.H. (1982). 'Quarks and the Light Hadrons'. *PPNP*, *8*, 7–48.
Danby, G. *et al.* (1962). 'Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos'. *PRL*, *9*, 36–44.
Darden, C.W. *et al.* (1978a). 'Observation of a Narrow Resonance at 9.46 GeV in Electron-Positron Annihilations'. *PL*, *76B*, 246–8.
Darden, C.W. *et al.* (1978b). 'Evidence for a Narrow Resonance at 10.01 GeV in Electron-Positron Annihilations'. *PL*, *78B*, 364–5.
Darriulat, P. (1980). 'Large Transverse Momentum Hadronic Processes'. *ARNPS*, *30*, 159–210.
Darriulat, P. (1983). 'Preliminary Searches for Hadron Jets and for Large Transverse Momentum Electrons at the SPS Collider'. In Bacci and Salvini (1983), 190–236.
Davier, M. (1979). 'e^+e^- Physics: Heavy Quark Spectroscopy'. In EPS (1979), 191–219.
De Camp, D. (1982). 'Lepton Pairs Versus Drell–Yan Mechanism'. In Trower and Bellini (1982), 311–44.
Deden, H. *et al.* (1975a). 'Experimental Study of Structure Functions and Sum Rules in Charge-Changing Interactions of Neutrinos and Antineutrinos'. *NP*, *B85*, 269–88.
Deden, H. *et al.* (1975b). 'Strange Particle Production and Charmed Particle Search in the Gargamelle Neutrino Experiment'. *PL*, *58B*, 361–6.
De Grand, T.A., Jaffe, R.L., Johnson, K. and Kiskis, J. (1975). 'Masses and Other Parameters of the Light Hadrons'. *PR*, *D12*, 2060–76.

Derrick, M. (1970). 'The Bubble-Chamber Technique: Recent Developments and Some Possibilities for the Future', *Progress in Nuclear Physics*, *11*, 223–69.

De Rújula, A. (1968). 'Algebra de Corrientes Sobra la Capa de Masas y Difusión Mesón Barión'. PhD thesis, University of Madrid, unpublished.

De Rújula, A. (1971). 'An Elementary Introduction to Deep Inelastic Electroproduction and the Parton Model'. *Journal de Physique*, *32*, C3, 77–86.

De Rújula, A. (1974a). 'Proton Magnetic Form Factor in Asymptotically Free Field Theories'. *PRL*, *32*, 1143–5.

De Rújula, A. (1974b). 'Lepton Physics and Gauge Theories', In Smith (1974), IV-90-4.

De Rújula, A. (1976). 'Plenary Report on Theoretical Basis of New Particles'. In Bogoliubov *et al.* (1976), Vol. II, N111–27.

De Rújula, A. (1979). 'Quantum Chromo Dynamite'. In EPS (1979), 418–41.

De Rújula, A. and De Rafael, E. (1970). 'Unitarity Bounds to T-Odd Correlations in Neutrino Reactions'. *PL*, *32B*, 495–8.

De Rújula, A., Ellis, J., Petronzio, R., Preparata, G. and Scott, W. (1982). 'Can One Tell QCD from a Hole in the Ground?: A Drama in Five Acts'. In Zichichi (1982), 567–673.

De Rújula, A., Georgi, H. and Glashow, S.L. (1975). 'Hadron Masses in a Gauge Theory'. *PR*, *D12*, 147–62.

De Rújula, A., Georgi, H. and Glashow, S.L. (1976). 'Is Charm Found?' *PRL*, *37*, 398–401.

De Rújula, A., Georgi, H., Glashow, S.L. and Quinn, H. (1974). 'Fact and Fancy in Neutrino Physics'. *RMP*, *46*, 391–407.

De Rújula, A., Georgi, H. and Politzer, H.D. (1974). 'The Breakdown of Scaling in Electron and Neutrino Scattering'. *PR*, *D10*, 2041–146.

De Rújula, A. and Glashow, S.L. (1975). 'Is Bound Charm Found?' *PRL*, *34*, 46–9.

De Rújula, A., Lautrup, B. and Peterman, A. (1970). 'On Sixth-Order Corrections to the Anomalous Magnetic Moment of the Electron'. *PL*, *33B*, 605–6.

Deutsch, M. (1951). 'Evidence for the Formation of Positronium in Gases'. *PR*, *82*, 455–6.

Deutsch, M. (1958). 'Evidence and Inference in Nuclear Research'. *Daedalus* (Fall 1958), 88–98.

Deutsch, M. (1975). 'Particle Discovery at Brookhaven'. *Science*, *189*, 750, 816.

DeWitt, B.S. (1964). 'Theory of Radiative Corrections for Non-Abelian Gauge Fields'. *PRL*, *12*, 742–6.

DeWitt, B.S. (1967a). 'Quantum Theory of Gravity II. The Manifestly Covariant Theory'. *PR*, *162*, 1195–239.

DeWitt, B.S. (1967b). 'Quantum Theory of Gravity III. Applications of the Covariant Theory'. *PR*, *162*, 1239–56.

Dokshitzer, Yu. L., Dyakonov, D.I. and Troyan, S.I. (1979). 'Hard Processes in Quantum Chromodynamics'. *Phys. Rept.*, *58*, 269–395.

Dolgov, A.D. and Zeldovich, Ya. B. (1981). 'Cosmology and Elementary Particles'. *RMP*, *53*, 1–41.
Dombey, N. (1979). 'The Road to Unification'. *Nature*, *282*, 131–2.
Donoghue, J.F. (1982). 'Glueballs'. *CNPP*, *10*, 277–85.
Drell, S.D. (1975). 'Electron-Positron Annihilation and the New Particles'. *Scientific American*, *232*(6), 50–62.
Drell, S.D. (1977). 'Elementary Particle Physics'. *Daedalus*, *1*, 15–31.
Drell, S.D. (1978). 'When Is a Particle?' *Physics Today*, 31(6), 23–32.
Drell, S.D., Levy, D.J. and Yan, T.-M. (1969). 'A Theory of Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering and Lepton Pair Annihilation Processes, III: Deep Inelastic Electron-Positron Annihilation'. *PR*, 1617–39.
Drell, S.D. and Walecka, J.D. (1964). 'Electrodynamic Processes with Nuclear Targets'. *AP*, *28*, 18–33.
Drell, S.D. and Yan, T.-M. (1970). 'Massive Lepton-Pair Production in Hadron-Hadron Collisions at High Energies'. *PRL*, *25*, 316–20.
Duhem, P. (1954). *The Aim and Structure of Physical Theory*. Princeton: Princeton University Press.
Duinker, P. (1982). 'Review of e^+e^- Physics at PETRA'. *RMP*, *54*, 325–87.
Duinker, P. and Luckey, D. (1980). 'In Search of Gluons'. *CNPP*, *9*, 123–40.
Dydak, F. (1979). 'Neutral Currents'. In EPS (1979), 25–49.
Dyson, F.J. (ed.) (1966). *Symmetry Groups in Nuclear and Particle Physics: A Lecture Note and Reprint Volume*. New York and Amsterdam: W.A. Benjamin.
Dyson, F.J. (1979). *Disturbing the Universe*. New York: Harper and Row.
ECFA (1977). 'Recommendation by Plenary ECFA to the Scientific Policy Committee'. ECFA Report 77/21, 25 May 1977.
ECFA (1980). *Study on the Proton-Electron Storage Ring Project HERA*. ECFA Report 80/42.
ECFA Working Group (1979). 'First Report on High Energy Physics Activities in the CERN Member States'. CERN preprint ECFA/RC/79/47.
ECFA/CERN (1979). *Proceedings of the LEP Summer Study*, Les Houches and CERN, 10–22 Sept. 1978. CERN Yellow Report 79-01, 2 Vols.
Eden, R.J., Landshoff, P.V., Olive, D.I. and Polkinghorne, J.C. (1966). *The Analytic S-Matrix*. Cambridge: University Press.
Eichten, E. and Gottfried, K. (1977). 'Heavy Quarks in e^+e^- Annihilation'. *PL*, *66B*, 286–90.
Eichten, E., Gottfried, K., Kinoshita, T., Kogut, J., Lane, K.D. and Yan, T.-M. (1975). 'Spectrum of Charmed Quark-Antiquark Bound States'. *PRL*, *34*, 369–72.
Eichten, E., Gottfried, K., Kinoshita, T., Lane, K.D. and Yan, T.-M. (1980).'Charmonium: Comparison with Experiment'. *PR*, *D21*, 203–33.
Eichten, T. *et al.* (1973a). 'Measurement of the Neutrino-Nucleon and Antineutrino-Nucleon Total Cross Sections'. *PL*, *46B*, 274–80.
Eichten, T. *et al.* (1973b). 'High Energy Electronic Neutrino (ν_e) and Antineutrino ($\bar{\nu}_e$) Interactions'. *PL*, *46B*, 281–4.
Ellis, J. (1970). 'Scale and Chiral Symmetry Breaking'. *PL*, *33B*, 591–5.
Ellis, J. (1971). 'Approximate Scale and Chiral Invariance'. *Proceedings of*

the Conference on Fundamental Interactions at High Energy, Coral Gables, 20–22 Jan. 1971, Vol. 2, 77–98. New York: Gordon and Breach.
Ellis, J. (1974). 'Theoretical Ideas about $e^+e^- \to$Hadrons at High Energies'. In Smith (1974), IV-20–35.
Ellis, J. (1979). 'SU(5)'. In EPS (1979), 940–50.
Ellis, J. (1981). 'Gluons'. *CNPP*, *9*, 153–68.
Ellis, J., Finkelstein, J., Frampton, P.H. and Jacob, M. (1971). 'Duality and Inclusive Phenomenology'. *PL*, *35B*, 227–230.
Ellis, J., Gaillard, M.K., Girardi, G. and Sorba, P. (1982). 'Physics of Intermediate Vector Bosons'. *ARNPS*, *32*, 443–97.
Ellis, J., Gaillard, M.K. and Nanopoulos, D.V. (1975). 'On the Weak Decays of High-Mass Hadrons'. *NP*, *B100*, 313–28.
Ellis, J., Gaillard, M.K. and Nanopoulos, D.V. (1979). 'Baryon Number Generation in Grand Unified Theories'. *PL*, *80B*, 360–4.
Ellis, J., Gaillard, M.K. and Ross, G.G. (1976). 'Search for Gluons in e^+e^- Annihilation'. *NP*, *B111*, 253–71.
Ellis, J. and Jaffe, R.L. (1973). 'Scaling, Short Distances and the Light Cone'. Lectures at the U.C. Santa Cruz Summer School on Particle Physics. SLAC-PUB-1353.
Ellis, J. and Nanopoulos, D. (1983). 'Particle Physics and Cosmology'. *CERN Courier*, *23*, 211–16.
Ellis, J. and Renner, B. (1969). '$\rho \to 4\pi$ Decay from Current Algebra'. *NP*, *B13*, 108–12.
Ellis, J. and Sachrajda, C.T. (1980). 'Quantum Chromodynamics and Its Applications'. In Levy *et al.* (1980), 285–432.
Ellis, J., Weisz, P.H. and Zumino, B. (1971). 'The Dimension of Scale Symmetry Breaking'. *PL*, *34B*, 91–4.
Ellis, S.D. and Stroynowski, R. (1977). 'Large p_T Physics: Data and the Constituent Models'. *RMP*, *49*, 753–75.
Englert, F. and Brout, R. (1964). 'Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons'. *PRL*, *13*, 321–3.
Englert, F., Brout, R. and Thiry, M.F. (1966). 'Vector Mesons in Presence of Broken Symmetry'. *NC*, *43*, 244–57.
EPS (European Physical Society) (1979). *Proceedings of the International Conference on High Energy Physics*, Geneva, 27 June-4 July 1979. Geneva: CERN.
Experimental Physics Division (1983). 'PS Neutrino Oscillation Facility'. In *CERN Annual Report 1982*, 43–4.
Fabjan, C.W. and Fischer, H.G. (1980). 'Particle Detectors'. *RPP*, *43*, 1003–63.
Fabjan, C.W. and Ludlam, T. (1982). 'Calorimetry in High-Energy Physics'. *ARNPS*, *32*, 335–89.
Fadeev, L.D. (1969). 'The Feynman Integral for Singular Lagrangians'. *TMP*, *1*, 1–13.
Fadeev, L.D. and Popov, V.N. (1967). 'Feynman Diagrams for the Yang–Mills Fields'. *PL*, *25B*, 29–30.
Faiman, D. and Hendry, A.W. (1968). 'Harmonic-Oscillator Model for Baryons'. *PR*, *173*, 1720–9.

Faiman, D. and Hendry, A.W. (1969). 'Electromagnetic Decays of Baryon Resonances in the Harmonic-Oscillator Model'. *PR*, *180*, 1572–7.

Faissner, H., Reithler, H. and Zerwas, P. (eds.) (1977). *Proceedings of the International Neutrino Conference*, Aachen, 1976. Vieweg: Braunschweig.

Farhi, E. and Susskind, L. (1981). 'Technicolour'. *Phys. Rept.*, *74*, 277–321.

Farley, F.J.M. and Picasso, E. (1979). 'The Muon (g-2) Experiments'. *ARNPS*, *29*, 243–82.

Fayet, P. and Ferrara, S. (1977). 'Supersymmetry'. *Phys. Rept.*, *32*, 249–334.

Feldman, G.J. and Perl, M.L. (1977). 'Recent Results in Electron-Positron Annihilation above 2 GeV'. *Phys. Rept.*, *33*, 285–365.

Feldman, G.J. *et al.* (1977). 'Observation of the Decay $D^{*+} \to D^0\pi^+$'. *PRL*, *38*, 1313–16.

Fermi, E. and Yang, C.N. (1949). 'Are Mesons Elementary Particles?' *PR*, *76*, 1739–43.

Ferro-Luzzi, M. (1981). 'Prospects in Baryon Spectroscopy'. In Isgur (1981), 415–38.

Feyerabend, P.K. (1975). *Against Method.* London: New Left Books.

Feyerabend, P.K. (1978). *Science in a Free Society.* London: New Left Books.

Feynman, R.P. (1963). 'Quantum Theory of Gravitation'. *Acta Physica Polonica*, *24*, 697–722.

Feynman, R.P. (1966). 'The Development of the Space-Time View of Quantum Electrodynamics'. *Science*, *153*, 699–708.

Feynman, R.P. (1969a). 'Very High-Energy Collisions of Hadrons'. *PRL*, *23*, 1415–17.

Feynman, R.P. (1969b). 'The Behavior of Hadron Collisions at Extreme Energies'. In C.N.Yang *et al.* (eds.), *High Energy Collisions*, 237–58. New York: Gordon and Breach.

Feynman, R.P. (1972). *Photon-Hadron Interactions*. Reading, MA: W.A. Benjamin.

Feynman, R.P. (1974). 'Structure of the Proton'. Address given at Dansk Ingeniørforening, Copenhagen, Denmark, 8 Oct. 1973. Reprinted in *Science*, *183*, 601–10.

Feynman, R.P. and Gell-Mann, M. (1958). 'Theory of the Fermi Interaction'. *PR*, *109*, 193–8.

Feynman, R.P. and Hibbs, A.R. (1965). *Quantum Mechanics and Path Integrals.* New York: McGraw-Hill.

Field, R.D. (1979). 'Dynamics of High Energy Reactions'. In Homma *et al.* (1979), 743–73.

Field, R.D. and Feynman, R.P. (1978). 'A Parametrization of the Properties of Quark Jets'. *NP*, *B136*, 1–76.

Fisk, H.E. and Sciulli, F. (1982). 'Charged-Current Neutrino Interactions'. *ARNPS*, *32*, 499–573.

Fiske, M. (1979). *The Transition in Physics Doctoral Employment 1960–1990.* New York: American Physical Society.

Fitch, V.L. (1981). 'The Discovery of Charge Conjugation-Parity Asymmetry'. *Science*, *212*, 989–93.

Fleck, L. (1979). *Genesis and Development of a Scientific Fact*. Chicago and London: University of Chicago Press.
Fowler, W.B. and Samios, N.P. (1964). 'The Omega-Minus Experiment'. *Scientific American, 211*(4), 36–45.
Fradkin, E.S. and Tyutin, I.V. (1970). 'S Matrix for Yang–Mills and Gravitational Fields'. *PR, D2*, 2841–57.
Frampton, P.H. (1974). *Dual Resonance Models*. New York and Amsterdam: W.A.Benjamin.
Frampton, P.H. and Vogel, P. (1982). 'Massive Neutrinos'. *Phys. Rept., 82*, 339–88.
Franklin, A. (1979). 'The Discovery and Nondiscovery of Parity Nonconservation'. *Studies in History and Philosophy of Science, 10*, 201–57.
Franklin, A. (1983). 'The Discovery and Acceptance of CP Violation'. *Historical Studies in the Physical Sciences, 13*, 207–38.
Franzinetti, C. (ed.) (1963). 'The 1963 NPA Seminar: The Neutrino Experiment'. CERN Yellow Report CERN 63-37.
Franzinetti, C. (1974). 'Total ν and $\bar{\nu}$ Cross Sections and Inelastic Processes'. In Rollnik and Pfeil (1974), 353–67.
Franzini, P. and Lee-Franzini, J. (1982). 'Upsilon Physics at CESR'. *Phys. Rept., 81*, 239–91.
Freedman, C.Z. and van Nieuwenhuizen, P. (1978). 'Supergravity and the Unification of the Laws of Physics'. *Scientific American, 238*(2), 126–43.
Friedman, J.I. and Kendall, H.W. (1972). 'Deep Inelastic Electron Scattering'. *ARNS, 22*, 203–54.
Frishman, Y. (1974). 'Light Cone and Short Distances'. *Phys. Rept., 13*, 1–52.
Fritzsch, H. and Gell-Mann, M. (1971a). 'Scale Invariance and the Light Cone'. In M.dal Cin, G.J.Iverson, and A.Perlmutter (eds), *Fundamental Interactions at High Energy*, Proceedings of the Coral Gables Conference, 20–22 January 1971, Miami, Florida. New York: Gordon and Breach, 1–42.
Fritzsch, H. and Gell-Mann, M. (1971b). 'Light Cone Current Algebra'. In E.Grotsman (ed.), *Proceedings of the International Conference on Duality and Symmetry in Hadron Physics*, 5–7 April 1971, Tel Aviv, 317–74. Jerusalem: Weizmann Science Press of Israel.
Fritzsch, H. and Gell-Mann, M. (1972). 'Current Algebra: Quarks and What Else?' In Jackson and Roberts (1972), Vol. 2, 135–65.
Fritzsch, H., Gell-Mann, M. and Leutwyler, H. (1973). 'Advantages of the Color Octet Gluon Picture'. *PL, 47B*, 365–8.
Fritzsch, H. and Minkowski, P. (1975). 'Unified Interactions of Leptons and Hadrons'. *AP, 93*, 193–266.
Fry, W.F. and Haidt, D. (1975). 'Calculation of the Neutron-Induced Background in the Gargamelle Neutral Current Search'. CERN Yellow Report 75-1.
Fubini, S. and Furlan, G. (1965). 'Renormalization Effects for Partially Conserved Currents'. *Physics, 1*, 229–47.
Gabathuler, E. (1979). 'The SPS Programme beyond 1982'. In Landshoff (1979), 72–7.

Gaillard, M.K. (1965). 'On the Possibility of CP Violation in the $K \rightarrow 3\pi$ Decay'. *NC*, *35*, 1225–30.
Gaillard, M.K. (1968). 'Contributions a l'Étude des Interactions Faible'. Thèse de Doctorat, University of Paris, Orsay, unpublished.
Gaillard, M.K. (1972). 'Theory of Weak Interactions (Phenomenology)'. In Jackson and Roberts (1972), Vol. 2, 239–49.
Gaillard, M.K. (1974). 'Gauge Theories and Weak Interactions'. In Smith (1974), III-76–80.
Gaillard, M.K. (1979). 'QCD Phenomenology'. In EPS (1979), 390–417.
Gaillard, M.K. and Lee, B.W. (1974a). 'Rare Decay Modes of the K-Mesons in Gauge Theories'. *PR*, *D10*, 897–916.
Gaillard, M.K. and Lee, B.W. (1974b). '$\Delta I = \frac{1}{2}$ Rule for Non-Leptonic Decays in Asymptotically Free Field Theories'. *PRL*, *33*, 108–11.
Gaillard, M.K., Lee, B.W. and Rosner, J.L. (1975). 'Search for Charm'. *RMP*, *47*, 277–310.
Galison, P. (1982). 'Theoretical Predispositions in Experimental Physics: Einstein and the Gyromagnetic Experiments'. *Historical Studies in the Physical Sciences*, *12*, 285–323.
Galison, P. (1983). 'How the First Neutral Current Experiment Ended'. *RMP*, *55*, 477–509.
Ganguli, S.N. and Roy, D.P. (1980). 'Regge Phenomenology of Inclusive Reactions'. *Phys. Rept.*, *67*, 201–395.
Garelick, D.A. *et al.* (1978). 'Confirmation of an Enhancement in the $\mu^+\mu^-$ Mass Spectrum at 9.5 GeV'. *PR*, *D18*, 945–7.
Garwin, E.L., Pierce, D.T. and Siegmann, H.C. (1974). 'Polarized Photoelectrons from Optically Magnetized Semiconductors'. *Helvetica Physica Acta*, *47*, 393.
Gasiorowicz, S. and Rosner, J.L. (1981). 'Hadron Spectra and Quarks'. *AJP*, *49*, 954–84.
Gastaldi, U. and Klapisch, R. (1981). 'The LEAR Project and Physics with Low-Energy Antiprotons'. In *From Nuclei to Particles*. Bologna: Soc. Italiana di Fisica, 426–503.
Gaston, J. (1973). *Originality and Competition in Science: A Study of the British High Energy Physics Community*. Chicago and London: University of Chicago Press.
Gatto, R. (ed.) (1973). *Scale and Conformal Symmetry in Hadron Physics*. New York: Wiley.
Gell-Mann, M. (1953). 'Isotopic Spin and New Unstable Particles'. *PR*, *92*, 833–4.
Gell-Mann, M. (1956). 'The Interpretation of the New Particles as Displaced Charge Multiplets'. *NC*, *4*, Suppl. 2, 848–66.
Gell-Mann, M. (1961). 'The Eightfold Way: A Theory of Strong Interaction Symmetry'. Caltech Synchrotron Laboratory Report CTSL-20. Reprinted in Gell-Mann and Ne'eman (1964), 11–57.
Gell-Mann, M. (1962a). 'Strange Particle Physics. Strong Interactions'. *Proceedings of the International Conference on High Energy Physics*, 805. Geneva: CERN.
Gell-Mann, M. (1962b). 'Symmetries of Baryons and Mesons'. *PR*, *125*, 1067–84.

Gell-Mann, M. (1964a). 'A Schematic Model of Baryons and Mesons'. *PL*, *8*, 214–15.
Gell-Mann, M. (1964b). 'The Symmetry Group of Vector and Axial Vector Currents'. *Physics*, *1*, 63–75.
Gell-Mann, M. (1968). 'Summary of the Symposium'. In Svartholm (1968), 387–99.
Gell-Mann, M. (1972). 'General Status: Summary and Outlook'. In Jackson and Roberts (1972), Vol. 4, 333–56.
Gell-Mann, M. and Lévy, M. (1960). 'The Axial Vector Current in Beta Decay'. *NC*, *16*, 705–25.
Gell-Mann, M. and Low, F.E. (1951). 'Bound States in Quantum Field Theory'. *PR*, *84*, 350–4.
Gell-Mann, M. and Low, F.E. (1954). 'Quantum Electrodynamics at Small Distances'. *PR*, *95*, 1300–12.
Gell-Mann, M. and Ne'eman, Y. (eds.) (1964). *The Eightfold Way*. New York and Amsterdam: W.A.Benjamin.
Gell-Mann, M., Ramond, P. and Slansky, R. (1978). 'Color Embeddings, Charge Assignments, and Proton Stability in Unified Gauge Theories'. *RMP*, *50*, 721–44.
Gell-Mann, M. and Rosenbaum, E.P. (1957). 'Elementary Particles'. *Scientific American*, *197*(1), 72–88.
Georgi, H. (1981). 'A Unified Theory of Elementary Particles and Forces'. *Scientific American*, *244*(4), 40–55.
Georgi, H. and Glashow, S.L. (1972). 'Unified Weak and Electromagnetic Interactions without Neutral Currents'. *PRL*, *28*, 1494–7.
Georgi, H. and Glashow, S.L. (1974). 'Unity of All Elementary-Particle Forces'. *PRL*, *32*, 438–41.
Georgi, H. and Politzer, H.D. (1974). 'Electroproduction Scaling in an Asymptotically Free Theory of Strong Interactions'. *PR*, *D9*, 416–20.
Georgi, H., Quinn, H.R. and Weinberg, S. (1974). 'Hierarchy of Interactions in Unified Gauge Theories'. *PRL*, *33*, 451–4.
Gervais, J.L. and Neveu, A. (eds.) (1976). 'Extended Systems in Field Theory'. Proceedings of the Meeting Held at Ecole Normale Supérieure, Paris, 16–21 June, 1975. *Phys. Rept.*, *23*, 237–74.
Giacomelli, G., Greene, A.F. and Sanford, J.R. (1975). 'A Survey of the Fermilab Research Program'. *Phys. Rept.*, *19*, 169–232.
Giacomelli, G. and Jacob, M. (1979). 'Physics at the CERN-ISR'. *Phys. Rept.*, *55*, 1–132. Reprinted in Jacob (1981), 217–348.
Giacomelli, G. and Jacob, M. (1981). 'Physics at the CERN-ISR (1980 Updating)'. In Jacob (1981), 349–68.
Gilbert, W. (1964). 'Broken Symmetries and Massless Particles'. *PRL*, *12*, 713–14.
Gilman, F.J. (1972). 'Photoproduction and Electroproduction'. *Phys. Rept.*, *4*, 95–151.
Gilman, F.J. (1974). 'Deep Inelastic Scattering and the Structure of Hadrons'. In Smith (1974), III-149–71.
Gilman, F.J. and Schnitzer, H.J. (1966). 'Symmetry Predictions from Sum Rules without Saturation'. *PR*, *150*, 1362–71.

Glashow, S.L. (1959). 'The Renormalizability of Vector Meson Interactions'. *NP*, *10*, 107–17.
Glashow, S.L. (1961). 'Partial Symmetries of Weak Interactions'. *NP*, *22*, 579–88.
Glashow, S.L. (1974). 'Charm: An Invention Awaits Discovery'. In D.A. Garelick (ed.), *Experimental Meson Spectroscopy 1974*, 387–92. New York: American Institute of Physics.
Glashow, S.L. (1975). 'Quarks with Color and Flavor'. *Scientific American*, *233*(4), 38–50.
Glashow, S.L. (1980). 'Towards a Unified Theory: Threads in a Tapestry'. *RMP*, *52*, 539–43.
Glashow, S.L. (1981). 'Old and New Directions in Elementary Particle Physics'. In Ne'eman (1981), 160–70.
Glashow, S.L. and Gell-Mann, M. (1961). 'Gauge Theories of Vector Particles'. *AP*, *15*, 437–60.
Glashow, S.L., Iliopoulos, J. and Maiani, L. (1970). 'Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry'. *PR*, *D2*, 1285–92.
Glashow, S.L., Schnitzer, H.J. and Weinberg, S. (1967a). 'Sum Rules for the Spectral Functions of SU(3)×SU(3)'. *PRL*, *19*, 139–42.
Glashow, S.L., Schnitzer, H.J. and Weinberg, S. (1967b). 'Convergent Calculation of Nonleptonic K Decay in the Intermediate-Boson Model'. *PRL*, *19*, 205–208.
Goldberg, H. and Ne'eman, Y. (1963). 'Baryon Charge and R-Inversion in the Octet Model'. *NC*, *27*, 1–5.
Goldberger, M.L. and Treiman, S.B. (1958). 'Decay of the Pi Meson'. *PR*, *110*, 1178–84.
Goldhaber, G. (1976). 'One Researcher's Personal Account'. *Adventures in Experimental Physics*, *5*, 131–40.
Goldhaber, G. (1977). 'The Case for Charmed Mesons'. *CNPP*, *7*, 97–105.
Goldhaber, G. and Pierre, F.M. (1976). 'Evidence for a $K^{\pm}\pi^{\mp}$ State at 1.87 GeV Obtained from the SPEAR Data from 3.9 to 4.6 GeV'. LBL Physics Notes, TG-269, 5 May 1976, unpublished.
Goldhaber, G., Pierre, F.M. *et al.* (1976). 'Observation in e^+e^- Annihilation of a Narrow State at 1865 MeV/c^2 Decaying to $K\pi$ and $K\pi\pi\pi$'. *PRL*, *37*, 255–9.
Goldhaber, G. and Wiss, J.E. (1980). 'Charmed Mesons Produced in e^+e^- Annihilation'. *ARNPS*, *30*, 337–81.
Goldhaber, M. (1956). 'Compound Hypothesis for the Heavy Unstable Particles. II'. *PR*, *101*, 433–8.
Goldhaber, M., Langacker, P. and Slansky, R. (1980). 'Is the Proton Stable?' *Science*, *210*, 851–60.
Goldhaber, M. and Sulak, L.R. (1981). 'An Overview of Current Experiments in Search of Proton Decay'. *CNPP*, *10*, 215–25.
Goldman, T.J. and Ross, D.A. (1979). 'A New Estimate of the Proton Lifetime'. *PL*, *84B*, 208–10.
Goldman, T.J. and Ross, D.A. (1980). 'How Accurately Can We Estimate the Proton Lifetime in an SU(5) Grand Unified Model?' *NP*, *B171*, 273–300.

Goldsmith, M. and Shaw, E. (1977). *Europe's Giant Accelerator: The Story of the CERN 400 GeV Proton Synchrotron*. London: Taylor and Francis.
Goldstone, J. (1961). 'Field Theories with "Superconductor" Solutions'. *NC*, *19*, 154–64.
Goldstone, J., Salam, A. and Weinberg, S. (1962). 'Broken Symmetries'. *PR*, *127*, 965–70.
Gooding, D. (1982). 'Empiricism in Practice: Teleology, Economy and Observation in Faraday's Physics'. *Isis*, *73*, 46–67.
Gordon, H. *et al.* (1982). 'The Axial Field Spectrometer at the CERN ISR'. *NIM*, *196*, 303–13.
Gottfried, K. (1981). 'Are They the Hydrogen Atoms of Strong Interaction Physics?' *CNPP*, *9*, 141–52.
Goudsmit, S.A. (1976). 'Fifty Years of Spin: It Might as Well Be Spin'. *Physics Today*, *29*(6), 40–3.
Greenberg, D.S. (1971). *The Politics of Pure Science*. New York: New American Library.
Greenberg, O.W. (1964). 'Spin and Unitary-Spin Independence in a Paraquark Model of Baryons and Mesons'. *PRL*, *13*, 598–602.
Greenberg, O.W. (1978). 'Quarks'. *ARNPS*, *28*, 327–86.
Greenberg, O.W. (1982). 'Resource Letter Q-1: Quarks'. *AJP*, *50*, 1074–89.
Greenberg, O.W., Dell'Antonio, G.F. and Sudarshan, E.C.G. (1964). 'Parastatistics: Axiomatic Formulations, Connection with Spin and TCP Theorem for a General Field Theory'. In Gürsey (1964), 403–8.
Greenberg, O.W. and Messiah, A.M.L. (1964). 'Symmetrization Postulate and Its Experimental Foundation'. *PR*, *136*, B248–67.
Greenberg, O.W. and Messiah, A.M.L. (1965a). 'Selection Rules for Parafields and the Absence of Paraparticles in Nature'. *PR*, *138*, B1155–67.
Greenberg, O.W. and Messiah, A.M.L. (1965b). 'High-Order Limit of Para-Bose and Para-Fermi Fields'. *JMP*, *6*, 500–4.
Greenberg, O.W. and Nelson, C.A. (1977). 'Color Models of Hadrons'. *Phys. Rept.*, *32*, 69–121.
Gregory, B. (1970). 'Introduction'. *CERN Annual Report 1970*, 9–21. Geneva: CERN.
Gribov, V.N. and Lipatov, L.N. (1972). 'Deep Inelastic ep Scattering in Perturbation Theory'. *SJNP*, *15*, 438–50.
Gross, D.J. and Llewellyn Smith, C.H. (1969). 'High-Energy Neutrino-Nucleon Scattering, Current Algebra and Partons'. *NP*, *B14*, 337–47.
Gross, D.J., Pisarski, R.D. and Yaffe, L.G. (1981). 'QCD and Instantons at Finite Temperature'. *RMP*, *53*, 43–80.
Gross, D.J. and Wilcek, F. (1973a). 'Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories'. *PRL*, *30*, 1343–6.
Gross, D.J. and Wilcek, F. (1973b). 'Asymptotically Free Gauge Theories. I'. *PR*, *D8*, 3633–52.
Gross, D.J. and Wilcek, F. (1974). 'Asymptotically Free Gauge Theories. II'. *PR*, *D9*, 980–93.
Guralnik, G.S., Hagen, C.R. and Kibble, T.W. (1964). 'Global Conservation Laws and Massless Particles'. *PRL*, *13*, 585–7.
Gürsey, F. (ed.) (1964). *Group Theoretical Concepts and Methods in Elementary Particle Physics*. New York: Gordon and Breach.

Gürsey, F., Pais, A. and Radicati, L.A. (1964). 'Spin and Unitary Spin Independence of Strong Interactions'. *PRL*, *13*, 299–301.
Gürsey, F. and Radicati, L.A. (1964). 'Spin and Unitary Spin Independence'. *PRL*, *13*, 173–5.
Gürsey, F. and Sikivie, P. (1976). 'E_7 as a Universal Group'. *PRL*, *36*, 775–8.
Gutbrod, F. (ed.) (1977). *Proceedings of the 1977 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies*, 25–31 August 1977, Hamburg. Hamburg: DESY.
Hafner, E.M. and Presswood, S. (1965). 'Strong Inference and Weak Interactions'. *Science*, *149*, 503–10.
Hahn, H., Month, M. and Rau, R.R. (1977). 'Proton-Proton Intersecting Storage Accelerator Facility ISABELLE at the Brookhaven National Laboratory'. *RMP*, *49*, 625–79.
Hahn, H., Rau, R.R. and Wanderer, P. (1977). 'A Survey of the High Energy Physics Program at Brookhaven National Laboratory'. *Phys. Rept.*, *29*, 85–151.
Halliday, I.G. (1974). 'Strong Interaction Dynamics'. In Smith (1974), I-229–42.
Halzen, F. (1979). 'Signatures of Chromodynamics in Hadron Collisions'. In Homma *et al.* (1979), 215–21.
Han, M.Y. and Nambu, Y. (1965). 'Three-Triplet Model with Double SU(3) Symmetry'. *PR*, *139B*, 1006–10.
Hansen, K. and Hoyer, P. (eds.). (1979). 'Jets in High Energy Collisions'. Proceedings of a Symposium at the Niels Bohr Institute/NORDITA, Copenhagen, 10–14 July 1978. *Physica Scripta*, *19*(2), 69–202.
Hanson, G. *et al.* (1975). 'Evidence for Jet Structure in Hadron Production by e^+e^- Annihilation'. *PRL*, *35*, 1609–12.
Hanson, N.R. (1958). *Patterns of Discovery: An Inquiry into the Conceptual Foundations of Science*. Cambridge and New York: Cambridge University Press.
Hara, Y. (1964). 'Unitary Triplets and the Eightfold Way'. *PR*, *134*, B701–4.
Harari, H. (1978). 'Quarks and Leptons'. *Phys. Rept.*, *42*, 235–309.
Harari, H. (1983). 'The Structure of Quarks and Leptons'. *Scientific American*, *248*(4), 48–60.
Harding, S.G. (ed.) (1976). *Can Theories Be Refuted? Essays on the Duhem – Quine Thesis*. Dordrecht and Boston: Reidel.
Hasenfratz, P. and Kuti, J. (1978). 'The Quark Bag Model'. *Phys. Rept.*, *40*, 75–179.
Hasert, F.J. *et al.* (1973a). 'Search for Elastic Muon-Neutrino Electron Scattering'. *PL*, *46B*, 121–4.
Hasert, F.J. *et al.* (1973b). 'Observation of Neutrino-Like Interactions Without Muon or Electron in the Gargamelle Neutrino Experiment'. *PL*, *46B*, 138–40.
Hasert, F.J. *et al.* (1974). 'Observation of Neutrino-Like Interactions Without Muon or Electron in the Gargamelle Neutrino Experiment'. *NP*, *B73*, 1–22.
Heilbron, J.L. (1979). *Electricity in the 17th and 18th Centuries: A Study of Early Modern Physics*. Berkeley, Los Angeles and London: University of California Press.

Heilbron, J.L., Seidel, R.W. and Wheaton, B.R. (1981). *Lawrence and His Laboratory: Nuclear Science at Berkeley 1931–1961*. Berkeley: Office for History of Science and Technology.
Hendry, A.W. and Lichtenberg, D.B. (1978). 'The Quark Model'. *RPP*, *41*, 1707–80.
Herb, S.W. *et al.* (1977). 'Observation of a Dimuon Resonance at 9.5 GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions'. *PRL*, *39*, 252–5.
Hermann, A. (1980). 'CERN History: Feasibility Study'. CERN Report CC/1384.
Hesse, M.B. (1974). *The Structure of Scientific Inference*. London: Macmillan.
Hey, A.J.G. (1979). 'Particle Systematics'. In EPS (1979), 523–46.
Higgs, P.W. (1964a). 'Broken Symmetries, Massless Particles and Gauge Fields'. *PL*, *12*, 132–3.
Higgs, P.W. (1964b). 'Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons'. *PRL*, *13*, 508–9.
Higgs, P.W. (1966). 'Spontaneous Symmetry Breaking without Massless Bosons'. *PR*, *145*, 1156–63.
High Energy Physics Advisory Panel (1980). *Report of the 1980 Subpanel on Review and Planning for the U.S. High Energy Physics Program*. Washington: US Department of Energy.
Hoddeson, L. (1983). 'Establishing Fermilab in the US and KEK in Japan: Nationalism and Internationalism in High Energy Accelerator Physics During the 1960s'. *Social Studies of Science*, *13*, 1–48.
Holder, M. *et al.* (1977a). 'Is There a High-y Anomaly in Antineutrino Interactions?' *PRL*, *39*, 433–6.
Holder, M. *et al.* (1977b). 'Observation of Trimuon Events Produced in Neutrino and Antineutrino Interactions'. *PL*, *70B*, 393–5.
Hollister, J.H. *et al.* (1981). 'Measurement of Parity Nonconservation in Atomic Bismuth'. *PRL*, *46*, 643–6.
Holton, G. (1978). 'Subelectrons, Presuppositions, and the Millikan-Ehrenhaft Dispute'. In his *The Scientific Imagination: Case Studies*, 25–83. Cambridge: Cambridge University Press.
Hom, D.C. *et al.* (1976). 'Observation of High-Mass Dilepton Pairs in Hadron Collisions at 400 GeV'. *PRL*, *36*, 1236–9.
Homma, S., Kawaguchi, M. and Miyakawa, H. (eds) (1979). *Proceedings of the 19th International Conference on High Energy Physics*, Tokyo, 23–30 August, 1978. Tokyo: Physical Society of Japan.
Horgan, R.R. and Dalitz, R.H. (1973). 'Baryon Spectroscopy and the Quark Shell Model. I. The Framework, Basic Formulae and Matrix Elements'. *NP*, *B66*, 135–72.
Horn, D. (1972). 'Many-Particle Production'. *Phys. Rept.*, *4*, 1–66.
Howard, F.T. (ed.) (1967). *Proceedings of the 6th International Conference on High Energy Accelerators*, Cambridge, MA, 11–15 September 1967.
Hoyer, P. *et al.* (1979). 'Hadron Distributions in Quark Jets'. *NP*, *B151*, 389–98.
Hung, P.Q. and Sakurai, J.J. (1981). 'The Structure of Neutral Currents'. *ARNPS*, *31*, 375–438.

Ikeda, M., Ogawa, S. and Ohnuki, Y. (1959). 'A Possible Symmetry in Sakata's Model for Bosons-Baryons Systems'. *PTP*, *22*, 715–24.
Iliopoulos, J. (1974). 'Progress in Gauge Theories'. In Smith (1974), III-89–114.
Innes, W.R. *et al.* (1977). 'Observation of Structure in the Υ Region'. *PRL*, *39*, 1240–2, 1640(E).
Inoue, K., Kakuto, A. and Nakano, Y. (1977). 'Unification of the Lepton-Quark World by the Gauge Group SU(6)'. *PTP*, *58*, 630–9.
Ioffe, B.L. (1969). 'Space-Time Picture of Photon and Neutrino Scattering and Electroproduction Cross-Section Asymptotics'. *PL*, *30B*, 123–5.
Irvine, J. and Martin, B.R. (1983a). 'CERN: Past Performance and Future Prospects. II – The Scientific Performance of the CERN Accelerators'. Sussex University preprint, submitted to *Research Policy*.
Irvine, J. and Martin, B.R. (1983b). 'Basic Research in the East and West: A Comparison of the Scientific Performance of High-Energy Physics Accelerators'. Sussex University preprint, to appear in *Social Studies of Science*.
Irving, A.C. (1979). 'Hyperchange Exchange Reactions and Hyperon Resonance Production'. In EPS (1979), 616–22.
Isgur, N. and Karl, G. (1977). 'Hyperfine Interactions in Negative Parity Baryons'. *PL*, *72B*, 109–13.
Isgur, N. (ed.) (1981). *Baryon '80: Proceedings of the 4th International Conference on Baryon Resonances*, 14–16 July 1980, Toronto. Toronto: University of Toronto.
Ishikawa, K. (1983). 'Glueballs'. *Scientific American*, *247*(5), 122–35.
Jachim, A.J. (1975). *Science Policy Making in the United States and the Batavia Accelerator*. London and Amsterdam: Feffer and Simons.
Jackiw, R. (1972). 'Introducing Scale Symmetry'. *Physics Today*, *25*(1), 23–7.
Jackson, J.D. (1969). 'Models for High Energy Processes'. In von Dardel (1969), 63–108.
Jackson, J.D. and Roberts, A. (eds). (1972). *Proceedings of the XVI International Conference on High Energy Physics*. National Accelerator Laboratory, Batavia, Illinois, 6–13 September 1972. Batavia: National Accelerator Laboratory.
Jackson, J.D., Quigg, C. and Rosner, J.L. (1979). 'New Particles, Theoretical'. In Homma *et al.* (1979), 391–408.
Jacob, M. (1971). 'An Editing Experiment'. CERN preprint (8 Jan. 1971).
Jacob, M. (1974). 'Hadron Physics at ISR Energies'. CERN Yellow Report CERN 74–15.
Jacob, M. (1980). 'New Directions in Elementary Particle Physics – $p\bar{p}$ from Very Low to Very High Energies'. *SHEP*, *1*, 213–48.
Jacob, M. (1982). 'Editorial Note'. In Bellini *et al.* (1982), 3–4.
Jacob, M. (ed.) (1974). *Dual Theory. Physics Reports Reprint Series, Vol. I.* Amsterdam: North Holland.
Jacob, M. (ed.) (1981). *CERN 25 Years of Physics. Physics Reports Reprint Book Series, Vol. 4.* Amsterdam, New York and Oxford: North-Holland.

Jacob, M. and Landshoff, P.V. (1976). 'Trigger Bias in Large p_T Reactions'. *NP*, *B113*, 395–412.
Jacob, M. and Landshoff, P.V. (1978). 'Large Transerse Momentum and Jet Studies'. *Phys. Rept.*, *48*, 285–350.
Jacob, M. and Landshoff, P.V. (1980). 'The Inner Structure of the Proton'. *Scientific American*, *242*(3), 46–55.
Jaffe, R.L. (1977a). 'Multiquark Hadrons. I. Phenomenology of $Q^2\bar{Q}^2$ Mesons'. *PR*, *D15*, 267–80.
Jaffe, R.L. (1977b). 'Multiquark Hadrons. II. Methods'. *PR*, *D15*, 281–9.
Jaffe, R.L. and Johnson, K. (1977). 'Unconventional States of Confined Quarks and Gluons'. *PL*, *60B*, 201–4.
Jarlskog, C. and Ynduráin, F.J. (1979). 'Matter Instability in the SU(5) Unified Model of Strong, Weak and Electromagnetic Interactions'. *NP*, *B149*, 29–38.
Jentschke, W. (1972). 'Physics Results from 1972'. In *CERN Annual Report 1972*, 11–17.
Johnson, K.A. (1979). 'The Bag Model of Quark Confinement'. *Scientific American*, *241*(1), 100–9.
Jones, L.W. (1977). 'A Review of Quark Search Experiments'. *RMP*, *49*, 717–52.
Jones, M., Horgan, R.R. and Dalitz, R.H. (1977). 'Re-analysis of the Baryon Mass Spectrum Using the Quark Model'. *NP*, *B129*, 45–65.
Jungk, R. (1968). *The Big Machine*. New York: Charles Scribner's Sons.
Kabir, P.K. (1979). *The CP Puzzle: Strange Decays of the Neutral Kaon*. London and New York: Academic Press, 2nd ed.
Kalman, C.S. (1981). 'Subquark Structure'. *Canadian Journal of Physics*, *59*, 1774–9.
Karl, G. (1974). 'Note on My Professional History'. University of Guelph, unpublished.
Kemmer, N. (1982). 'Isospin'. *Journal de Physique*, *43*, C8-359–93.
Kendall, W.H. and Panofsky, W.K.H. 'The Structure of the Proton and Neutron'. *Scientific American*, *224*(6), 61–77.
Kenyon, I.R. (1982). 'The Drell–Yan Process'. *RPP*, *45*, 1261–315.
Kevles, D.J. (1978). *The Physicists*. New York: Alfred A.Knopf.
Kibble, T.W.B. (1967). 'Symmetry Breaking in Non-Abelian Gauge Theories'. *PR*, *155*, 1554–61.
Kiesling, C.M. (1979). 'Results on Charmonium from the Crystal Ball'. In EPS (1979), 293–303.
Kim, J.E., Langacker, P., Levine, M. and Williams, H.H. (1981). 'A Theoretical and Experimental Review of the Weak Neutral Current: A Determination of Its Structure and Limits on Deviations from the Minimal $SU(2)_L \times U(1)$ Electroweak Theory'. *RMP*, *53*, 211–52.
Kinoshita, T. (1962). 'Mass Singularities of Feynman Amplitudes'. *JMP*, *3*, 650–77.
Kirk, W.T. (ed.) (1975). *Proceedings of the International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies*, Stanford, 21–27 August 1975. Stanford: SLAC.
Klein, A. and Lee, B.W. (1964). 'Does Spontaneous Breakdown of Symmetry Imply Zero-Mass Particles?' *PRL*, *12*, 266–8.

Kleinchnect, K. (1974). 'Weak Decays and CP Violation'. In Smith (1974), III-23–58.
Knapp, B. *et al.* (1975). 'Photoproduction of Narrow Resonances'. *PRL*, *34*, 1040–3.
Knapp, B. *et al.* (1976). 'Observation of a Narrow Antibaryon State at 2.26 GeV/c^2'. *PRL*, *37*, 882–5.
Knorr, K.D. (1981). 'The Scientist as Analogical Reasoner: A Critique of the Metaphor Theory of Innovation'. In Knorr *et al.* (1981), 25–52.
Knorr, K.D., Krohn, R. and Whitley, R. (eds.) (1981). *The Social Process of Scientific Investigation. Sociology of the Sciences, Volume IV, 1980.* Dordrecht: Reidel.
Knorr-Cetina, K.D. (1981). *The Manufacture of Knowledge: An Essay in the Constructivist and Contextual Nature of Science.* Oxford: Pergamon.
Kobayashi, M. and Maskawa, K. (1973). 'CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interactions'. *PTP*, *49*, 652–7.
Koester, D., Sullivan, D. and White, D.H. (1982). 'Theory Selection in Particle Physics: A Quantitative Case Study of the Evolution of Weak-Electromagnetic Unification Theory'. *Social Studies of Science*, *12*, 73–100.
Kogut, J. and Susskind, L. (1973). 'The Parton Picture of Elementary Particles'. *Phys. Rept.*, *8*, 75–172.
Kokkedee, J.J.J. (1969). *The Quark Model.* New York and Amsterdam: W.A.Benjamin.
Komar, A. and Salam, A. (1960). 'Renormalization Problem for Vector Meson Theories'. *NP*, *21*, 624–30.
Kowarski, L. (1977a). 'New Forms of Organisation in Physical Research after 1945'. In Weiner (1977), 370–401.
Kowarski, L. (1977b). 'Some Conclusions from CERN's History'. In Zichichi (1977), Part B, 1201–11.
Krammer, M. and Krasemann, H. (1979). 'Quarkonia'. In Proceedings of the Schladming School 1979, *Acta Phys. Austriaca, Suppl. 21*, 259–349.
Kuhn, T.S. (1970). *The Structure of Scientific Revolutions.* Chicago and London: Chicago University Press, 2nd ed.
Kursunoglu, B., Perlmutter, A. and Sakmar, A. (eds) (1965). *Symmetry Principles at High Energies,* 2nd Coral Gables Conference, 20–22 January 1965, Miami. San Francisco and London: W.H.Freeman.
Kuti, J. and Weisskopf, V.F. (1971). 'Inelastic Lepton-Nucleon Scattering and Lepton Pair Production in the Relativistic Quark-Parton Model'. *PR*, *D4*, 3418–39.
Lagarrigue, A., Musset, P. and Rousset, A. (1964). 'Projet de Chambre à Bulles à Liquides Lourds de 17m^3'. Paris: Ecole Polytechnique, unpublished.
Lakatos, I. and Musgrave, A. (eds) (1970). *Criticism and the Growth of Knowledge.* Cambridge: Cambridge University Press.
Lande, K. (1979). 'Experimental Neutrino Physics'. *ARNPS*, *29*, 395–410.
Landshoff, P.V. (1974). 'Large Transverse Momentum Reactions'. In Smith (1974), V-57–80.

Landshoff, P.V. (ed.) (1979). *LEP: Report of a Meeting Held at the Rutherford Laboratory on October 15, 1979*. Didcot: Rutherford Laboratory.

Landshoff, P.V. and Polkinghorne, J.C. (1972). 'Models for Hadronic and Leptonic Processes at High Energies'. *Phys. Rept.*, *5*, 1–55.

Langacker, P. (1981). 'Grand Unified Theories and Proton Decay'. *Phys. Rept.*, *72*, 185–385.

Langacker, P., Segrè, G. and Weldon, A. (1978). 'Absolute Proton Stability in Unified Models of Strong, Weak and Electromagnetic Interactions'. *PL*, *73B*, 87–90.

LaRue, G.S., Fairbank, W.M. and Hebard, A.F. (1977). 'Evidence for the Existence of Fractional Charge on Matter'. *PRL*, *38*, 1011–14.

LaRue, G.S., Fairbank, W.M. and Phillips, J.D. (1979). 'Further Evidence for Fractional Charge of $\frac{1}{3}$e on Matter'. *PRL*, *42*, 142–5, 1019(E).

LaRue, G.S., Phillips, J.D. and Fairbank, W.M. (1981). 'Observation of Fractional Charge of ($\frac{1}{3}$)e on Matter'. *PRL*, *46*, 967–70.

Latour, B. and Woolgar, S. (1979). *Laboratory Life: The Social Construction of Scientific Facts*. Beverley Hills and London: Sage.

Lautrup, B.E., Peterman, A. and de Rafael, E. (1972). 'Recent Developments in the Comparison between Theory and Experiment in Quantum Electrodynamics'. *Phys. Rept.*, *3*, 193–260.

Learned, J., Reines, F. and Soni, A. (1979). 'Limits on Nonconservation of Baryon Number'. *PRL*, *43*, 907–10, 1626(E).

Lederman, L.M. (1976). 'Lepton Production in Hadron Collisions'. *Phys. Rept.*, *26*, 149–81.

Lederman L.M. (1978). 'The Upsilon Particle'. *Scientific American*, *239*(4), 60–8.

Lee, B.W. (1969). 'Renormalization of the σ-Model'. *NP*, *B9*, 649–72.

Lee, B.W. (1972a), 'Renormalizable Massive Vector-Meson Theory – Perturbation Theory of the Higgs Phenomenon'. *PR*, *D5*, 823–35.

Lee, B.W. (1972b). 'Perspectives on Theory of Weak Interactions'. In Jackson and Roberts (1972), Vol. 4, 249–305.

Lee, B.W. (1972c). 'Model of Weak and Electromagnetic Interactions'. *PR*, *D6*, 1188–90.

Lee, B.W. (1972d). 'The Process $\nu_\mu + p \to \nu_\mu + p + \pi^0$ in Weinberg's Model of Weak Interactions'. *PL*, *40B*, 420–2.

Lee, B.W. (1978). 'Development of Unified Gauge Theories – Retrospect'. In M. Jacob (ed.), *Gauge Theories and Neutrino Physics*, 148–53. Amsterdam, New York and Oxford: North-Holland.

Lee, B.W. and Zinn-Justin, J. (1972a). 'Spontaneously Broken Gauge Symmetries. I. Preliminaries'. *PR*, *D5*, 3121–37.

Lee, B.W. and Zinn-Justin, J. (1972b). 'Spontaneously Broken Gauge Symmetries. II. Perturbation Theory and Renormalization'. *PR*, *D5*, 3137–55.

Lee, B.W. and Zinn-Justin, J. (1972c). 'Spontaneously Broken Gauge Theories. III. Equivalence'. *PR*, *D5*, 3155–60.

Lee, T.D. (1972). 'A New High-Energy Scale'. *Physics Today*, *25*, 23–8.

Lee, T.D. and Nauenberg, M. (1964). 'Degenerate Systems and Mass Singularities'. *PR*, *133*, B1549–62.

Lee, T.D. and Yang, C.N. (1960a). 'Theoretical Discussions on Possible High-Energy Neutrino Experiments'. *PRL*, *4*, 307–11.
Lee, T.D. and Yang, C.N. (1960b). 'Implications of the Intermediate Boson Basis of the Weak Interactions: Existence of a Quartet of Intermediate Bosons and Their Dual Isotopic Spin Transformation Properties'. *PR*, *119*, 1410–19.
Lee, T.D. and Yang, C.N. (1962). 'Theory of Charged Vector Mesons Interacting with the Electromagnetic Field'. *PR*, *128*, 885–98.
Lee, W. (1972). 'Experimental Limits on the Neutral Current in the Semileptonic Processes'. *PL*, *40B*, 423–5.
LEP Study Group (1979). *Design Study of a 22 to 130 GeV e^+e^- Colliding Beam Machine (LEP)*. CERN 'Pink Book' ISR-LEP/79-33.
Levy, M. *et al.* (eds) (1980). *Quarks and Leptons*. Proceedings of the Cargèse Summer Institute, 9–29 July 1979. New York: Plenum.
Lewis, L.L. *et al.* (1977). 'Upper Limit on Parity-Nonconserving Optical Rotation in Atomic Bismuth'. *PRL*, *39*, 795–8.
Lichtenberg, D.B. and Rosen, S.P. (eds.) (1980). *Developments in the Quark Theory of Hadrons, A Reprint Collection. Volume I: 1964–1978*. Nonantum, MA: Hadronic Press.
Lipkin, H.J. (1973). 'Quarks for Pedestrians'. *Phys. Rept.*, *8*, 173–268.
Lipkin, H.J. (1982). 'The Successes and Failures of the Constituent Quark Model'. Fermilab preprint 82/82-THY (Nov. 1982).
Lipkin, H.J., Rubinstein, H.R. and Stern, H. (1967). 'Strong and Weak Decays with Meson Emission in the Quark Model'. *PR*, *161*, 1502–4.
Litt, J. (ed.) (1979). *Nimrod the 7 GeV Proton Synchrotron*. Didcot: Rutherford Laboratory.
Livingston, M.S. (1980). 'Early History of Particle Accelerators'. *Advances in Electronics and Electron Physics*, *50*, 1–88.
Llewellyn Smith, C.H. (1970). 'Current-Algebra Sum Rules Suggested by the Parton Model'. *NP*, *B17*, 277–88.
Llewellyn Smith, C.H. (1971). 'Inelastic Lepton Scattering in Gluon Models'. *PR*, *D4*, 2392–7.
Llewellyn Smith, C.H. (1972). 'Neutrino Reactions at Accelerator Energies'. *Phys. Rept.*, *3*, 261–379.
Llewellyn Smith, C.H. (1974). 'Unified Models of Weak and Electromagnetic Interactions'. In Rollnik and Pfeil (1974), 449–65.
Llewellyn Smith, C.H. (1978). 'Jets and QCD'. *Acta Physica Austriaca, Suppl.* *19*, 331–61.
Lock, W.O. (1975). 'A History of the Collaboration between the European Organisation for Nuclear Research (CERN) and the Joint Institute for Nuclear Research (JINR), and with Soviet Research Institutes in the USSR 1955–1970'. CERN Yellow Report 75-7.
Lock, W.O. (1981). 'Origins and Evolution of the Collaboration between CERN and the People's Republic of China'. CERN Yellow Report 81-14.
Lubkin, G.B. (1980). '21-Term Series Yields Critical Exponents'. *Physics Today*, *33*(11), 18–20.
Machacek, M. (1979). 'The Decay Modes of the Proton'. *NP*, *B159*, 37–55.
MacKenzie, D.A. (1981). *Statistics in Britain, 1865–1930: The Social*

Construction of Scientific Knowledge. Edinburgh: Edinburgh University Press.
Madsen, J.H.B. and Standley, P.H. (1980). *Catalogue of High-Energy Accelerators*. Geneva: CERN.
Maki, Z. and Ohnuki, Y. (1964). 'Quartet Scheme for Elementary Particles'. *PTP*, *32*, 144–58.
Mandelstam, S. (1968a). 'Feynman Rules for Electromagnetic and Yang-Mills Fields from the Gauge-Independent Field-Theoretic Formalism'. *PR*, *175*, 1580–603.
Mandelstam, S. (1968b). 'Feynman Rules for the Gravitational Field from the Coordinate-Independent Field-Theoretic Formalism'. *PR*, *175*, 1604–23.
Mannelli, I. (1979). 'Electron Pairs Production at the ISR'. In Homma *et al.* (1979), 189–91.
Mannelli, I. (ed.) (1983). *Proceedings of the Workshop on SPS Fixed-Target Physics in the Years 1984–1989*, 6–10 December 1982, CERN. CERN Yellow Report 83-02, 2 Vols.
Mar, J. *et al.* (1968). 'A Comparison of Electron-Proton and Positron-Proton Elastic Scattering at Four-Momentum Transfers up to 5.0 (GeV/c) Squared'. *PRL*, *21*, 482–4.
Marciano, W.J. (1979). 'Weak Mixing Angle and Grand Unified Gauge Theories'. *PR*, *D20*, 274–88.
Marciano, W.J. (1981). 'Neutrino Masses: Theory and Experiment'. *CNPP*, *9*, 169–82.
Marciano, W. and Pagels, H. (1978). 'Quantum Chromodynamics'. *Phys. Rept.*, *36*, 137–276.
Marshak, R.E. (1953). 'The Multiplicity of Particles'. *Scientific American*, *186*(1), 22–7.
Martin, B.R. and Irvine, J. (1981). 'Internal Criteria for Scientific Choice: An Evaluation of Research in High-Energy Physics Using Electron Accelerators'. *Minerva*, *19*, 408–32.
Martin, B.R. and Irvine, J. (1983). 'CERN Past Performance and Future Prospects. – CERN's Position in World High-Energy Physics'. Sussex University preprint, submitted to *Research Policy*.
Masterman, M. (1970). 'The Nature of a Paradigm'. In Lakatos and Musgrave (1970), 59–90.
McCusker, C.B.A. (1981). 'The Positive Results from Quark Searches'. University of Sidney preprint, unpublished.
McCusker, C.B.A. (1983). 'An Estimate of the Flux of Free Quarks in High Energy Cosmic Radiation'. *Australian Journal of Physics*, in press.
Melosh, H.J. (1974). 'Quarks: Currents and Constituents'. *PR*, *D9*, 1095–112.
Michael, C. (1979). 'Large Transverse Momentum and Large Mass Production in Hadronic Interactions'. *PPNP*, *2*, 1–39.
Miller, C. *et al.* (1972). 'Inelastic Electron-Proton Scattering at Large Momentum Transfers and the Inelastic Structure Functions of the Proton'. *PR*, *D5*, 528–44.
Miller, D.J. (1977). 'Elementary Particles – a Rich Harvest'. *Nature*, *269*, 286–8.

Miller, D.J. (1978a). 'Too Many Electron Neutrinos?' *Nature*, *272*, 205.
Miller, D.J. (1978b). 'More about the Beam Dump'. *Nature*, *272*, 668.
Mitra, A.N. and Ross, M.H. (1967). 'Meson-Baryon Couplings in a Quark Model'. *PR*, *158*, 1630–8.
Mohl, D., Petrucci, G., Thorndahl, L. and van der Meer, S. (1980). 'Physics and Technique of Stochastic Cooling'. *Phys. Rept.*, *58*, 73–119.
Montanet, L. (1979). ' "Narrow" Baryoniums – Experimental Situation'. In Nicolescu, Richard and Vinh Mau (1979), I-1–12.
Montanet, L. and Reucroft, S. (1982). 'High Resolution Bubble Chambers and the Observation of Short-Lived Particles'. In Bellini *et al.* (1982), 61–83.
Montanet, L., Rossi, G.C. and Veneziano, G. (1980). 'Baryonium Physics'. *Phys. Rept.*, *63*, 149–222.
Moorhouse, R.G. (1966). 'Photoproduction of N* Resonances in the Quark Model'. *PRL*, *16*, 772–4.
Moravcsik, M.J. and Noyes, H.P. (1961). 'Theories of Nucleon-Nucleon Elastic Scattering'. *ARNS*, *11*, 95–174.
Morgan, D. (1978). 'The Context of the Search for Axions'. *Nature*, *274*, 22–5.
Morpurgo, G. (1958). 'Inhibition of M1 γ Transitions with $\Delta T=0$ in Selfconjugate Nuclei'. *PR*, *110*, 721–5.
Morpurgo, G. (1959). 'γ-Transitions between Corresponding States in Mirror Nuclei'. *PR*, *114*, 1075–80.
Morpurgo, G. (1961). 'Strong Interactions and Reactions of Hyperons and Heavy Mesons'. *ARNS*, *11*, 41–94.
Morpurgo, G. (1965). 'Is a Non-Relativistic Approximation Possible for the Internal Dynamics of "Elementary" Particles?' *Physics*, *2*, 95–105.
Morpurgo, G. (1970). 'A Short Guide to the Quark Model'. *ARNS*, *20*, 105–46.
Morrison, D.R.O. (1978). 'The Sociology of International Scientific Collaboration'. In R.Armenteros *et al.* (eds), *Physics from Friends: Papers Dedicated to C.Peyrou on His 60th Birthday*, 351–65. Geneva: Multi Office.
Morton, A.Q. (1982). *The Neutrino and Nuclear Physics, 1930–1940*. University of London PhD Thesis, unpublished.
Mukherji, V. (1974). 'A History of the Meson Theory of Nuclear Force from 1935 to 1942'. *Archive for the History of the Exact Sciences*, *13*, 27–102.
Musset, P. (1977). 'La Physique de Neutrino'. CERN reprint CERN/515-PU 77-07. Reprinted from *La Recherche*, *74*.
Musset, P. and Vialle, J.P. (1978). 'Neutrino Physics with Gargamelle'. *Phys. Rept.*, *39*, 1–130.
Muta, T. (1979). 'Deep Inelastic Scattering beyond the Leading Order in Asymptotically Free Gauge Theories'. In Homma *et al.* (1979), 234–6.
Myatt, G. (1982). 'Experimental Verification of the Salam–Weinberg Model'. *RPP*, *45*, 1–46.
Nadel, E. (1981). 'Citation and Co-Citation Indicators of a Phased Impact of the BCS Theory in the Physics of Superconductivity'. *Scientometrics*, *3*, 203–21.
Nakano, T. and Nishijima, K. (1953). 'Charge Independence for U-Particles'. *PTP*, *10*, 581–2.

Nambu, Y. (1965). 'Dynamical Symmetries and Fundamental Fields'. In Kursunoglu, Perlmutter andSSakmar (1965), 274–85.
Nambu, Y. (1976). 'The Confinement of Quarks'. *Scientific American*, *235*(5), 48–60.
Nambu, Y. and Jona-Lasinio, G. (1961a). 'A Dynamical Model of Elementary Particles Based upon an Analogy with Superconductivity. I'. *PR*, *122*, 345–58.
Nambu, Y. and Jona-Lasinio, G. (1961b). 'A Dynamical Model of Elementary Particles Based upon an Analogy with Superconductivity. II'. *PR*, *124*, 246–54.
Nambu, Y. and Sakurai, J.J. (1961). 'Odd ΛΣ Parity and the Nature of the πΛΣ Coupling'. *PRL*, *6*, 377–80.
Nanopoulos, D.V., Savoy-Navarro, A. and Tao, Ch. (eds) (1982). *Supersymmetry versus Experiment Workshop*, 21–23 April 1982, CERN. CERN preprint TH 3311/EP.82/63-CERN.
Neal, R.B. (ed.) (1968). *The Stanford Two-Mile Accelerator*. New York: W.A. Benjamin.
Ne'eman, Y. (1961). 'Derivation of the Strong Interactions from a Gauge Invariance'. *NP*, *26*, 222–9.
Ne'eman, Y. (1974). 'Concrete Versus Abstract Theoretical Models'. In Y. Elkana (ed.), *The Interaction Between Science and Philosophy*, 1–25. Atlantic Highlands, NJ: Humanities Press.
Ne'eman, Y. (1978). 'Progress in the Physics of Particles and Fields'. *Physics Bulletin*, *29*, 422–4.
Ne'eman, Y. (ed.) (1981). *To Fulfill a Vision: Jerusalem Einstein Centennial Symposium, 1979*. Reading, MA: Addison-Wesley.
Ne'eman, Y. (1983). 'Patterns, Structure and Then Dynamics: Discovering Unitary Symmetry and Conceiving Quarks'. *Proceedings of the Israel Academy of Sciences and Humanities Section of Sciences, No. 21*, 1–26.
Newman, H. (1979). 'Measurement of High-Mass Muon Pairs at Very High Energy'. In Homma *et al.* (1979), 192–3.
New Scientist (1976a). 'Why is Charm so Rare?' *69*, 440.
New Scientist (1976b). 'Atomic Experiment Worries High Energy Physicists'. *72*, 654.
New Scientist (1979). 'Do Gluons Really Exist?' *83*, 709.
New Scientist (1983). 'Straight Tracks Point to the Z Particle'. *98*, 778.
Nguyen, H.K. *et al.* (1977). 'Spin Analysis of Charmed Mesons Produced in e^+e^- Annihilation'. *PRL*, *39*, 262–5.
Nicolescu, B., Richard, J.M. and Vinh Mau, R. (eds) (1979). *Proceedings of the Workshop on Baryonium and Other Unusual Hadron States*, 21–22 June 1979, Institut de Physique Nucléaire, Orsay, France.
Nishijima, K. (1954). 'Some Remarks on the Even-Odd Rule'. *PTP*, *12*, 107–8.
Novikov, V.A., Okun, L.B., Shifman, M.A., Vainshtein, A.I., Voloshin, M.B. and Zakharov, V.I. (1978). 'Charmonium and Gluons'. *Phys. Rept.*, *41*, 1–133.
Okubo, S. (1962). 'Note on Unitary Symmetry in Strong Interactions'. *PTP*, *27*, 949–66.
Okubo, S. (1963). 'ϕ-Meson and Unitary Symmetry Model'. *PL*, *5*, 165–8.

Olive, K.A., Schramm, D.N. and Steigman, D. (1978). 'Cosmological Constraints on Unification Models'. In Cline (1978).
O'Neill, G.K. (1962). 'The Spark Chamber'. *Scientific American*, *207*(2), 37–43.
O'Neill, G.K. (1966). 'Particle Storage Rings'. *Scientific American*, *215*(5), 107–16.
Pais, A. (1952). 'Some Remarks on the V-Particles'. *PR*, *86*, 663–72.
Pais, A. (1964). 'Implications of Spin-Unitary Spin Independence'. *PRL*, *13*, 175–7.
Pais, A. (1968). 'Twenty Years of Physics: Particles'. *Physics Today*, *21*(5), 24–8.
Pais, A. and Treiman, S. (1972). 'Neutral Current Effects in a Class of Gauge Field Theories'. *PR*, *D6*, 2700–3.
Palmer, R.B. (1973). 'A Calculation of Semileptonic Neutral Currents Assuming Partons and Weinberg's Renormalizable Theory'. *PL*, *46B*, 240–4.
Panofsky, W.K.H. (1968). 'Low q^2 Electrodynamics, Elastic and Inelastic Electron (and Muon) Scattering'. In J.Prentki and J.Steinberger (eds), *Proceedings of the 14th International Conference on High-Energy Physics*, Vienna, 28 Aug.–5 Sept. 1968, 23–39. Geneva: CERN.
Panofsky, W.K.H. (1974). 'Welcoming Remarks'. *Proceedings of the 9th International Conference on High Energy Accelerators*, Stanford, March 1974, xi–xiv.
Panofsky, W.K.H. (1975). 'Particle Discoveries at SLAC'. *Science*, *189*, 1045–6.
Particle Data Group (1977). 'New Particle Searches and Discoveries'. *PL*, *68B*, 1–30.
Particle Data Group (1982). *Review of Particle Properties*. Geneva: CERN. Reprinted from *PL*, *111B*, April 1982.
Paschos, E.A. and Wolfenstein, L. (1973). 'Tests for Neutral Currents in Neutrino Reactions'. *PR*, *D7*, 91–5.
Pati, J.C., Rajpoot, S. and Salam, A. (1977). 'Natural Left-Right Symmetry, Atomic Parity Experiments and Asymmetries in High Energy e^+e^- Collisions in PETRA and PEP Regions'. *PL*, *71B*, 387–91.
Pati, J.C. and Salam, A. (1973a). 'Unified Lepton-Hadron Symmetry and a Gauge Theory of the Basic Interactions'. *PR*, *D8*, 1240–51.
Pati, J.C. and Salam, A. (1973b). 'Is Baryon Number Conserved?' *PRL*, *31*, 661–4.
Pauli, W. (1941). 'Relativistic Field Theories of Elementary Particles'. *RMP*, *13*, 203–232.
Perkins, D.H. (1965). 'Neutrino Physics'. *Proceedings of the 1965 Easter School for Physicists Using the CERN PS and SC*, Bad Kreuznach, April 1–15, 1965. CERN Yellow Report 65-24, Vol. III, 65-93.
Perl, M.L. (1978). 'The Tau Heavy Lepton – A Recently Discovered Elementary Particle'. *Nature*, *275*, 273–8.
Perl, M.L. (1980). 'The Tau Lepton'. *ARNPS*, *30*, 299–335.
Perl, M.L. and Kirk, W.T. (1978). 'Heavy Leptons'. *Scientific American*, *238*(3), 50–7.

Perl, M.L. *et al.* (1975). 'Evidence for Anomalous Lepton Production in e^+e^- Annihilation'. *PRL*, *35*, 1489–92.
Perl, M.L. *et al.* (1976). 'Properties of Anomalous eμ Events Produced in e^+e^- Annihilation'. *PL*, *63B*, 466–70.
Peruzzi, I. *et al.* (1976). 'Observation of a Narrow Charged State at 1876 MeV/c^2 Decaying to an Exotic Combination of K$\pi\pi$'. *PRL*, *37*, 569–71.
Physics Survey Committee (1973). *Physics in Perspective: Student Edition: The Nature of Physics and the Subfields of Physics*. Washington: National Academy of Science/National Research Council.
Pickering, A.R. (1978). 'Model Choice and Cognitive Interests: A Case Study in Elementary Particle Physics'. Edinburgh, unpublished.
Pickering, A.R. (1980). 'Exemplars and Analogies: A Comment on Crane's Study of Kuhnian Paradigms in High Energy Physics' and 'Reply to Crane'. *Social Studies of Science*, *10*, 497–502 and 507–8.
Pickering, A.R. (1981a). 'The Hunting of the Quark'. *Isis*, *72*, 216–36.
Pickering, A.R. (1981b). 'Constraints on Controversy: The Case of the Magnetic Monopole', in Collins (1981), 63–93.
Pickering A.R. (1981c). 'The Role of Interests in High-Energy Physics: The Choice between Charm and Colour'. In Knorr *et al.* (1981), 107–38.
Pickering, A.R. (1984). 'Against Putting the Phenomena First: The Discovery of the Weak Neutral Current', *Studies in History and Philosophy of Science*, *15*, 85–117.
Polanyi, M. (1973). *Personal Knowledge*. London: Routledge and Kegan Paul.
Politzer, H.D. (1973). 'Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?' *PRL*, *30*, 1346–9.
Politzer, H.D. (1974). 'Asymptotic Freedom: An Approach to the Strong Interactions'. *Phys. Rept.*, *14*, 129–80.
Politzer, H.D. (1977a). 'Gluon Corrections to Drell–Yan Processes'. *NP*, *B129*, 301–18.
Politzer, H.D. (1977b). 'QCD off the Light-Cone and the Demise of the Transverse Momentum Cut-Off'. *PL*, *70B*, 430–2.
Polkinghorne, J.C. (1983). 'Quest for a Natural God'. *Times Higher Educational Supplement*, 10 June 1983, p. 24.
Polyakov, A.M. (1974). 'Particle Spectrum in Quantum Field Theory'. *JETPL*, *20*, 194–5.
Pontecorvo, B. (1960). 'Electron and Muon Neutrinos'. *JETP*, *37*, 1236–40.
Povh, B. (1979). 'Very Narrow States'. In EPS (1979), 604–9.
Prentki, J. and Zumino, B. (1972). 'Models of Weak and Electromagnetic Interactions'. *NP*, *B47*, 99–108.
Prescott, C.Y. *et al.* (1978). 'Parity Non-Conservation in Inelastic Electron Scattering'. *PL*, *77B*, 347–52.
Prescott, C.Y. *et al.* (1979). 'Further Measurements of Parity Non-Conservation in Inelastic Electron Scattering'. *PL*, *84B*, 524–8.
Primakoff, H. and Rosen, S.P. (1981). 'Baryon Number and Lepton Number Conservation Laws'. *ARNPS*, *31*, 145–92.
Quigg, C. (1977). 'Production and Detection of Intermediate Vector Bosons and Heavy Leptons in pp and $\bar{p}$p Collisions'. *RMP*, *49*, 297–315.

Quigg, C. and Rosner, J.L. (1979). 'Quantum Mechanics with Applications to Quarkonium'. *Phys. Rept.*, *56*, 167–235.
Quine, W.V.O. (1964). 'Two Dogmas of Empiricism'. In his *From A Logical Point of View*. Cambridge, MA: Harvard University Press, 2nd ed.
Ramond, P. (1976). 'Unified Theory of Strong, Electromagnetic, and Weak Interactions Based on the Vector-Like Group E(7)'. *NP*, *B110*, 214–28.
Ramsay, N.F. (1968). 'Early History of Associated Universities and Brookhaven National Laboratory'. In *Brookhaven National Laboratory Lectures in Science: Vistas in Research, Vol. II*, 181–98. New York: Gordon and Breach.
Rebbi, C. (1974). 'Dual Models and Relativistic Quantum Strings'. *Phys. Rept.*, *12*, 1–73.
Rebbi, C. (1980). 'Monte Carlo Simulations of Lattice Gauge Theories'. In Brézin, Gervais and Toulouse (1980), 55–62.
Rebbi, C. (1983). 'The Lattice Theory of Quark Confinement'. *Scientific American*, *248*(2), 36–47.
Redhead, M.L.G. (1980). 'Some Philosophical Aspects of Particle Physics'. *Studies in History and Philosophy of Science*, *11*, 279–304.
Regge, T. (1959). 'Introduction to Complex Angular Momenta'. *NC*, *14*, 951–76.
Reichenbach, H. (1938). *Experience and Prediction*. Chicago: University of Chicago Press.
Reiff, J. and Veltman, M. (1969). 'Massive Yang–Mills Fields'. *NP*, *B13*, 545–64.
Reines, F. and Cowan, Jr., C.L. (1953). 'Detection of the Free Neutrino'. *PR*, *92*, 830–1.
Reines, F. and Cowan, Jr., C.L. (1956). 'Detection of the Free Neutrino – A Confirmation'. *Science*, *124*, 103–4.
Reines, F., Cowan, Jr., C.L. and Goldhaber, M. (1954). 'Conservation of the Number of Nucleons'. *PR*, *96*, 1157–8.
Reines, F. and Crouch, M.F. (1974). 'Baryon-Conservation Limit'. *PRL*, *32*, 493–5.
Renton, P. and Williams, W.S.C. (1981). 'Hadron Production in Lepton-Nucleon Scattering'. *ARNPS*, *31*, 193–230.
Reya, E. (1981). 'Perturbative Quantum Chromodynamics'. *Phys. Rept.*, *69*, 195–333.
Rice-Evans, P. (1974). *Spark, Streamer Proportional and Drift Chambers*. London: Richlieu.
Richter, B. (1974). '$e^+e^- \to$Hadrons'. In Smith (1974), IV-37–55.
Richter, B. (1976a). 'One Researcher's Personal Account'. *Adventures in Experimental Physics*, *5*, 143–9.
Richter, B. (1976b). 'Very High Energy Electron-Positron Colliding Beams for the Study of the Weak Interactions'. *NIM*, *136*, 47–60.
Richter, B. (1977). 'From the Psi to Charm: The Experiments of 1975 and 1976'. *RMP*, *49*, 251–66.
Robinson, A.L. (1980). 'Budget Crunch Hits High Energy Physics'. *Science*, *209*, 577–80.
Robinson, A.L. (1982). 'Stanford Pulls off a Novel Accelerator'. *Science*, *216*, 1395–7.

Rollnik, H. and Pfeil, W. (eds) (1974). *Proceedings of the 6th International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies*, Bonn, 27–31 August, 1973. Amsterdam and London: North Holland.
Rosenfeld, A.H. (1975). 'The Particle Data Group: Growth and Operations – Eighteen Years of Particle Physics'. *ARNS*, *25*, 555–98.
Rosner, J.L. (1968). 'Possibility of Baryon-Antibaryon Enhancements with Unusual Quantum Numbers'. *PRL*, *21*, 950–2, 1468(E).
Rosner, J.L. (1974a). 'Resonance Spectroscopy (Theory)'. In Smith (1974), II-171–99.
Rosner, J.L. (1974b). 'The Classification and Decays of Resonant Particles'. *Phys. Rept.*, *11*, 189–326.
Rosner, J.L. (1980). 'Resource Letter NP-1: New Particles'. *AJP*, *48*, 90–103.
Rubbia, C. (1974). 'Results from the Harvard, Pennsylvania, Wisconsin, FNAL Experiment'. In Smith (1974), IV-117–20.
Rubbia, C. (1983). 'Experimental Observation of Isolated Large Transverse Energy Electrons with Associated Missing Energy'. In Bacci and Salvini (1983), 123–89.
Rubbia, C., McIntyre, P. and Cline, D. (1977). 'Producing Massive Neutral Intermediate Vector Bosons with Existing Accelerators'. In Faissner, Reithler and Zerwas (1977), 683–7.
Rubin, V.C. (1983). 'Dark Matter in Spiral Galaxies'. *Scientific American*, *248*(6), 88–101.
Sakata, S. (1956). 'On a Composite Model for the New Particles'. *PTP*, *16*, 686–8.
Sakharov, A. (1967). 'Violation of CP Invariance, C Asymmetry, and Baryon Asymmetry of the Universe'. *JETPL*, *5*, 24–7.
Sakita, B. (1964). 'Supermultiplets of Elementary Particles'. *PR*, *136*, B1756–60.
Sakurai, J.J. (1960). 'Theory of Strong Interactions'. *AP*, *11*, 1–48.
Sakurai, J.J. (1978). 'Neutral Currents and Gauge Theories – Past, Present and Future'. In J.E.Lannutti and P.K.Williams (eds), *Current Trends in the Theory of Fields*. New York: American Institute of Physics, 38–80.
Salam, A. (1951a). 'Overlapping Divergences and the S-Matrix'. *PR*, *82*, 217–27.
Salam, A. (1951b). 'Divergent Integrals in Renormalizable Field Theories'. *PR*, *84*, 426–31.
Salam, A. (1962). 'Renormalizability of Gauge Theories'. *PR*, *127*, 331–4.
Salam, A. (1968). 'Weak and Electromagnetic Interactions'. In Svartholm (1968), 367–77.
Salam, A. (1979). 'A Gauge Appreciation of Developments in Particle Physics'. In EPS (1979), 853–90.
Salam, A. (1980). 'Gauge Unification of Fundamental Forces'. *RMP*, *52*, 525–38.
Salam, A. and Ward, J.C. (1959). 'Weak and Electromagnetic Interactions'. *NC*, *11*, 568–77.
Salam, A. and Ward, J.C. (1961). 'On a Gauge Theory of Elementary Interactions'. *NC*, *19*, 165–70.
Salam, A. and Ward, J.C. (1964). 'Electromagnetic and Weak Interactions'. *PL*, *13*, 168–71.

Sandars, P. (1977). 'Can Atoms Tell Left from Right?' *New Scientist*, *73*, 764–6.
Sanford, J.R. (1976). 'The Fermi National Accelerator Laboratory'. *ARNS*, *26*, 151–98.
Schilpp, P.A. (ed.) (1949). *Albert Einstein: Philosopher-Scientist*. Evanston: The Library of Living Philosophers.
Schon, D. (1969). *Invention and the Evolution of Ideas*. London: Tavistock.
Schopper, H. (1981a). 'Two Years of PETRA Operation'. *CNPP*, *10*, 33–54.
Schopper, H. (1981b). 'Introductory Review'. *CERN Annual Report 1981*, 13–22.
Schwarz, J.H. (1973). 'Dual Resonance Theory'. *Phys. Rept.*, *8*, 269–335.
Schwarz, J.H. (1975). 'Dual-Resonance Models of Elementary Particles'. *Scientific American*, *232*(2), 61–7.
Schwartz, M. (1960). 'Feasibility of Using High Energy Neutrinos to Study the Weak Interactions'. *PRL*, *4*, 306–7.
Schwinger, J. (1957). 'A Theory of the Fundamental Interactions'. *AP*, *2*, 407–34.
Schwinger, J. (ed.) (1958). *Quantum Electrodynamics*. New York: Dover.
Schwinger, J. (1959). 'Field Theory Commutators'. *PRL*, *3*, 296–7.
Schwinger, J. (1962a). 'Gauge Invariance and Mass'. *PR*, *125*, 397–8.
Schwinger, J. (1962b). 'Gauge Invariance and Mass. II'. *PR*, *128*, 2425–9.
Schwitters, R. (1975). 'Hadron Production at SPEAR'. In Kirk (1975), 5–24.
Schwitters, R. (1976). 'Plenary Report on the Validity of QED and Hadron Production in Electron-Positron Annihilation'. In Bogoliubov *et al.* (1976), Vol. II, B34–9.
Schwitters, R. (1977). 'Fundamental Particles with Charm'. *Scientific American*, *237*(4), 56–70.
Schwitters, R. *et al.* (1975). 'Azimuthal Asymmetry in Inclusive Hadron Production by e^+e^- Annihilation'. *PRL*, *35*, 1320–2.
Scientific American (1980). 'Waiting for Decay'. *243*(4), 66–70.
Sciulli, F. (1979). 'An Experimenter's History of Neutral Currents'. *PPNP*, *2*, 41–87.
Scott, W.G. (1979). 'Quark Distributions and Quark Jets from the CERN Bubble Chamber Neutrino Experiments'. In Hansen and Hoyer (1979), 184–90.
Segrè, E. (1980). *From X-Rays to Quarks: Modern Physicists and Their Discoveries*. San Francisco: W.H.Freeman.
Shapin, S. (1979). 'The Politics of Observation: Cerebral Anatomy and Social Interests in the Edinburgh Phrenology Disputes'. In R.Wallis (ed.), *On the Margins of Science: The Social Construction of Rejected Knowledge (Sociological Review Monograph 27)*, 139–78. Keele: University of Keele.
Shapin, S. (1982). 'History of Science and Its Sociological Reconstructions'. *History of Science*, *20*, 157–211.
Shaw, R. (1955). 'The Problem of Particle Types and Other Contributions to the Theory of Elementary Particles'. Cambridge University, PhD thesis, unpublished.
Shifman, M.A., Vainshtein, A.I., Voloshin, M.B. and Zakharov, V.I. (1978). 'η_c Puzzle in Quantum Chromodynamics'. *PL*, *77B*, 80–3.

Silvestrini, V. (1972). 'Electron-Positron Interactions'. In Jackson and Roberts (1972), Vol. 4, 1–40.
Sivers, D., Brodsky, S.J. and Blankenbecler, R. (1976). 'Large Transverse Momentum Processes'. *Phys. Rept.*, *23*, 1–121.
SLAC (1980a). 'SLAC Long Range Plans'. Stanford Linear Accelerator Center, unpublished.
SLAC (1980b). 'SLAC Linear Collider: Conceptual Design Report'. SLAC-Report-229.
SLAC (1982). *Proceedings of the SLC Workshop on Experimental Use of the SLAC Linear Collider*. SLAC-Report-247.
SLAC-MIT-CIT Collaboration (1966). 'Proposals for Initial Electron Scattering Experiments Using the SLAC Spectrometer Facilities'. SLAC Proposal No. 4, Jan. 1966, unpublished.
Slansky, R. (1974). 'High-Energy Hadron Production and Inclusive Reactions'. *Phys. Rept.*, *11*, 99–188.
Slavnov, A. and Fadeev, L. (1970). 'Massless and Massive Yang–Mills Fields'. *TMP*, *3*, 312–16.
Smith, J.R. (ed.) (1974). *Proceedings of the 17th International Conference on High Energy Physics*, London, July 1974. Rutherford Laboratory: Science Research Council.
Söding, P. (1979). 'Jet Analysis'. In EPS (1979), 271–81.
Söding, P. and Wolf. G. (1981). 'Experimental Evidence on QCD'. *ARNPS*, *31*, 231–93.
Spitzer, H.H. and Alexander, G. (1979). 'Search for Three-Jet Decay of the ϒ(9.46)'. In Homma *et al.* (1979), 259–62.
Squires, E.J. (1979). 'The Bag Model of Hadrons'. *RPP*, *42*, 1187–242.
Steigman, G. (1976). 'Observational Tests of Antimatter Cosmologies'. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, *14*, 313–38.
Steigman, G. (1979). 'Cosmology Confronts Particle Physics'. *ARNPS*, *29*, 313–38.
Steinberger, J. (1949). 'On the Use of Subtraction Fields and the Lifetimes of Some Types of Meson Decay'. *PR*, *76*, 1180–6.
Sterman, G. (1976). 'Kinoshita's Theorem in Yang–Mills Theories'. *PR*, *D14*, 2123–5.
Sterman, G. and Weinberg, S. (1977). 'Jets from Quantum Chromodynamics'. *PRL*, *39*, 1436–9.
Stern, H. and Gaillard, M.K. (1973). 'Review of the $K_L \to \mu^+\mu^-$ Puzzle'. *AP*, *76*, 580–606.
Steuwer, H. (ed.) (1979). *Nuclear Physics in Retrospect: Proceedings of a Symposium on the 1930s*. Minneapolis: University of Minneapolis Press.
Strauch, K. (1974). 'Electron Storage Ring Physics: Recent Experimental Results'. In Rollnik and Pfeil (1974), 1–24.
Stueckelberg, E.C.G. and Petermann, A. (1953). 'La Normalisation des Constantes dans la Theorie des Quanta'. *Helvetica Physica Acta*, *5*, 499–520.
Sucher, J. (1978). 'Magnetic Dipole Transitions in Atomic and Particle Physics: Ions and Psions'. *RPP*, *41*, 1781–838.
Sudarshan, E.C.G. and Marshak, R.E. (1958). 'Chirality Invariance and the Universal Fermi Interaction'. *PR*, *109*, 1860–2.

Sullivan, D., Barboni, E.J. and White, D.H. (1981). 'Problem Choice and the Sociology of Scientific Competition: An International Case Study in Particle Physics'. *Knowledge and Society: Studies in the Sociology of Culture Past and Present*, *3*, 163–97.
Sullivan, D., Koester, D., White, D.H. and Kern, R. (1980). 'Understanding Rapid Theoretical Change in Particle Physics: A Month-by-Month Co-Citation Analysis'. *Scientometrics*, *2*, 309–19.
Sullivan, D., White, D.H. and Barboni, E.J. (1977). 'The State of a Science: Indicators in the Specialty of Weak Interactions'. *Social Studies of Science*, *7*, 167–200.
Sutton, C. (1980). 'Waiting for the End'. *New Scientist*, *85*, 1016–19.
Sutton, C. (1982). 'Holography, Bubbles and Charm'. *New Scientist*, *93*, 646–9.
Svartholm, N. (ed.) (1968). *Elementary Particle Theory: Relativistic Groups and Analyticity*. Stockholm: Almqvist and Wiksell.
Swatez, G.M. (1970). 'The Social Organization of a University Laboratory'. *Minerva*, *8*(1), 37–58.
Symanzik, K. (1970). 'Small Distance Behaviour in Field Theory and Power Counting'. *CMP*, *18*, 227–46.
Symanzik, K. (1973). 'A Field Theory with Computable Large-Momenta Behaviour'. *LNC*, *6*, 77–80.
Taylor, J.C. (1976). *Gauge Theories of Weak Interactions*. Cambridge: Cambridge University Press.
Taylor, R.E. (1975). 'Inelastic Electron-Nucleon Scattering'. In Kirk (1975), 679–708.
Teillac, J. (1981). 'Foreword'. *CERN Annual Report 1981*, 3.
The Mark J Collaboration (1980). 'Physics with High Energy Electron-Positron Colliding Beams with the Mark J Detector'. *Phys. Rept.*, *63*, 337–91.
't Hooft, G. (1969). 'Anomale Eigenschappen van de Axiale Vectorskroom'. University of Utrecht, doctoral scriptie, unpublished.
't Hooft, G. (1971a). 'Renormalization of Massless Yang–Mills Fields'. *NP*, *B33*, 173–99.
't Hooft, G. (1971b). 'Renormalizable Lagrangians for Massive Yang–Mills Fields'. *NP*, *B35*, 167–88.
't Hooft, G. (1974a). 'A Planar Diagram Theory for Strong Interactions'. *NP*, *B72*, 461–73.
't Hooft, G. (1974b). 'A Two Dimensional Model for Mesons'. *NP*, *B75*, 461–70.
't Hooft, G. (1974c). 'Magnetic Monopoles in Unified Gauge Theories'. *NP*, *B79*, 276–84.
't Hooft, G. (1976). 'Computation of the Quantum Effects due to a Four-Dimensional Pseudoparticle'. *PR*, *D14*, 3432–50.
't Hooft, G. (1980). 'Gauge Theories of the Forces between Elementary Particles'. *Scientific American*, *242*(6), 90–119.
't Hooft, G. and Veltman, M. (1972a). 'Regularization and Renormalization of Gauge Fields'. *NP*, *B44*, 189–213.
't Hooft, G. and Veltman, M. (1972b). 'Combinatorics of Gauge Fields'. *NP*, *B50*, 318–53.

Ting, S.C.C. (1975). 'Particle Discovery at Brookhaven'. *Science*, *189*, 750.
Ting, S.C.C. (1976). 'One Researcher's Personal Account'. *Adventures in Experimental Physics*, *5*, 115–27.
Ting, S.C.C. (1977). 'The Discovery of the J Particle: A Personal Recollection'. *RMP*, *49*, 235–49.
Trefil, J.S. (1980). *From Atoms to Quarks: An Introduction to the Strange World of Particle Physics*. London: Athlone Press.
Trenn, T.J. (1977). *The Self-Splitting Atom: The History of the Rutherford–Soddy Collaboration*. London: Taylor and Francis.
Tripp, R. (1979). 'In Search of Baryonium'. In Nicolescu, Richard and Vinh Mau (1979), II-1–20.
Trower, P.T. and Bellini, G. (eds) (1982). *Physics in Collision: High-Energy ee/ep/pp Interactions*. Proceedings of an International Conference on Physics in Collision, 28–31 May 1981, Blacksburg, Virginia. New York: Plenum.
Turner, M.S. and Schramm, D.N. (1979). 'Cosmology and Elementary Particle Physics'. *Physics Today*, *32*(9), 42–8.
Ueno, K. *et al.* (1979). 'Evidence for the Υ'' and a Search for New Narrow Resonances'. *PRL*, *42*, 486–9.
Uhlenbeck, G.E. (1976). 'Fifty Years of Spin: Personal Reminiscences'. *Physics Today*, *29*(6), 43–8.
Utiyama, R. (1956). 'Invariant Theoretical Interpretation of Interaction'. *PR*, *101*, 1597–607.
Van Dam, H. and Veltman, M. (1970). 'Massive and Mass-less Yang–Mills and Gravitational Fields'. *NP*, *B22*, 397–411.
Van der Velde, J.C. *et al.* (1979). 'Experimental Properties of Neutrino-Induced Jets'. In Hansen and Hoyer (1979), 173–8.
Van Hove, L. (1971). 'Particle Production in High Energy Hadron Collisions'. *Phys. Rept.*, *1*, 347–80.
Van Hove, L. (1976). 'Review of CERN Scientific Activities'. *CERN Annual Report 1976*, 19–34.
Van Hove, L. and Jacob, M. (1980). 'Highlights of 25 Years at CERN'. *Phys. Rept.*, *62*, 1–86. Reprinted in Jacob (1981), 13–98.
van Royen, R. and Weisskopf, V.F. (1967). 'Hadron Decay Processes and the Quark Model'. *NC*, *50*, 617–45, *51*, 583(E).
Veltman, M. (1963a). 'Higher Order Corrections to the Coherent Production of Vector Bosons in the Coulomb Field of a Nucleus'. *Physica*, *29*, 161–85.
Veltman, M. (1963b). 'Unitarity and Causality in a Renormalizable Field Theory with Unstable Particles'. *Physica*, *29*, 186–207.
Veltman, M. (1966). 'Divergence Conditions and Sum Rules'. *PRL*, *17*, 553–6.
Veltman, M. (1968a). 'Relations between the Practical Results of Current Algebra Techniques and the Originating Quark Model'. Lectures given at the Copenhagen Summer School, July 1968, unpublished.
Veltman, M. (1968b). 'Perturbation Theory of Massive Yang–Mills Fields'. *NP*, *B7*, 637–50.
Veltman, M. (1969). 'Massive Yang–Mills Fields'. In *Topical Conference on Weak Interactions*, 391–3. CERN Yellow Report 69–7.

Veltman, M. (1970). 'Generalized Ward Identities and Yang–Mills Fields'. *NP*, *B21*, 288–302.
Veltman, M. (1974). 'Gauge Field Theories'. In Rollnik and Pfeil (1974), 429–47.
Veneziano, G. (1968). 'Construction of a Crossing-Symmetric, Regge-Behaved Amplitude for Linearly Rising Trajectories'. *NC*, *57A*, 190–7.
Veneziano, G. (1974). 'An Introduction to Dual Models of Strong Interactions and their Physical Motivations'. *Phys. Rept.*, *9*, 199–242.
von Dardel, G. (ed.) (1969). *Proceedings of the Lund International Conference on Elementary Particles*, 25 June–1 July, 1969, Lund, Sweden. Lund: Berlingska Boktryckeriet.
von Krogh, J. *et al.* (1976). 'Observation of $\mu^- e^+ K_s^0$ Events Produced by a Neutrino Beam'. *PRL*, *36*, 710–3.
Wachsmuth, H. (1977). 'Accelerator Neutrino Physics'. Lectures given at the Herbstschule für Hochenergiephysik Maria Laach, Eifel, Germany, 14–24 September 1976. CERN reprint CERN/EP/PHYS 77-40.
Waldrop, M.M. (1981a). 'Massive Neutrinos: Masters of the Universe?' *Science*, *211*, 470–2.
Waldrop, M.M. (1981b). 'Matter, Matter, Everywhere. . . '. *Science*, *211*, 803–6.
Waldrop, M.M. (1982). 'Do Monopoles Catalyze Proton Decay?' *Science*, *218*, 274–5.
Waldrop, M.M. (1983a). 'The New Inflationary Universe'. *Science*, *219*, 375–7.
Waldrop, M.M. (1983b). 'Supersymmetry and Supergravity'. *Science*, *220*, 491–3.
Walgate, R. (1977). 'Would a Heavy Neutrino Do the Trick?' *New Scientist*, *73*, 766.
Ward, J.C. (1950). 'An Identity in Quantum Electrodynamics'. *PR*, *78*, 182.
Weinberg, S. (1967a). 'Precise Relations between the Spectra of Vector and Axial Vector Mesons'. *PRL*, *18*, 507–9.
Weinberg, S. (1967b). 'A Model of Leptons'. *PRL*, *19*, 1264–6.
Weinberg, S. (1971). 'Physical Processes in a Convergent Theory of the Weak and Electromagnetic Interactions'. *PRL*, *27*, 1688–91.
Weinberg, S. (1972a). 'Effects of a Neutral Intermediate Boson in Semi-leptonic Processes'. *PR*, *D5*, 1412–17.
Weinberg, S. (1972b). *Gravitation and Cosmology*. New York: Wiley.
Weinberg, S. (1973). 'Non-Abelian Gauge Theories of the Strong Interactions'. *PRL*, *31*, 494–7.
Weinberg, S. (1974a). 'Unified Theories of Elementary-Particle Interactions'. *Scientific American*, *231*(1), 50–9.
Weinberg, S. (1974b). 'Recent Progress in Gauge Theories of the Weak, Electromagnetic and Strong Interactions'. *RMP*, *46*, 255–77.
Weinberg, S. (1977a). 'The Search for Unity: Notes for a History of Quantum Field Theory'. *Daedalus*, *2*, 17–35.
Weinberg, S. (1977b). *The First Three Minutes*. London: Andre Deutsch.
Weinberg, S. (1979). 'Weak Interactions'. In Homma *et al.* (1979), 907–18.
Weinberg, S. (1980). 'Conceptual Foundations of the Unified Theory of Weak and Electromagnetic Interactions'. *RMP*, *52*, 515–23.

Weinberg, S. (1981). 'The Decay of the Proton'. *Scientific American*, *244*(6), 52–63.
Weiner, C. (ed.) (1977). *History of Twentieth Century Physics*. New York and London: Academic Press.
Weisberger, W.I. (1966). 'Unsubstracted Dispersion Relations and the Renormalization of the Weak Axial-Vector Coupling Constants'. *PR*, *143*, 1302–9.
Weisskopf, V.F. (1968). 'The Three Spectroscopies'. *Scientific American*, *218*(5), 15–29.
Weisskopf, V.F. (1978). 'What Happened in Physics in the Last Decade'. *Physics Bulletin*, *29*, 401–3.
Weisskopf, V.F. (1981). 'The Development of Field Theory in the Last 50 Years'. *Physics Today*, *34*(11), 69–85.
West, G.B. (1975). 'Electron Scattering from Atoms, Nuclei and Electrons'. *Phys. Rept.*, *18*, 263–323.
Weyl, H. (1931). *The Theory of Groups and Quantum Mechanics*. London: Methuen.
White, D.H. and Sullivan, D. (1979). 'Social Currents in Weak Interactions'. *Physics Today*, *32*(4), 40–7.
White, D.H., Sullivan, D. and Barboni, E.J. (1979). 'The Interdependence of Theory and Experiment in Revolutionary Science: The Case of Parity Violation'. *Social Studies of Science*, *9*, 303–27.
Whitmore, J. (1974). 'Experimental Results on Strong Interactions in the NAL Hydrogen Bubble Chamber'. *Phys. Rept.*, *10*, 273–373.
Whitmore, J. (1976). 'Multiparticle Production in the Fermilab Bubble Chambers'. *Phys. Rept.*, *27*, 187–213.
Wigner, E. (1937). 'On the Consequence of the Symmetry of the Nuclear Hamiltonian on the Spectroscopy of Nuclei'. *PR*, *51*, 106–19.
Wiik, B.H. (1975). 'Recent Results from DORIS'. In Kirk (1975), 69–96.
Wiik, B.H. (1976). 'Plenary Report on New Particle Production in e^+e^- Colliding Beams'. In Bogoliubov *et al.* (1976), Vol. II, N75–86.
Wilcek, F. (1980). 'The Cosmic Asymmetry between Matter and Antimatter'. *Scientific American*, *243*(6), 60–8.
Wilcek, F. (1981). 'Coming Attractions in SUMs and Cosmology'. *CNPP*, *10*, 175–85.
Wilcek, F. (1982). 'Quantum Chromodynamics: The Modern Theory of the Strong Interaction'. *ARNPS*, *32*, 177–209.
Williams, W.S.C. (1979). 'The Electromagnetic Interactions of Hadrons'. *RPP*, *42*, 1661–717.
Willis, W.J. (1978). 'The Large Spectrometers'. *Physics Today*, *31*(10), 32–9.
Wilson, K.G. (1969). 'Non-Lagrangian Models of Current Algebra'. *PR*, *179*, 1499–512.
Wilson, K.G. (1971a). 'The Renormalization Group and Critical Phenomena. I: Renormalization Group and Kadanoff Scaling Picture'. *PR*, *B4*, 3174–83.
Wilson, K.G. (1971b). 'The Renormalization Group and Critical Phenomena. II: Phase Space Cell Analysis of Critical Behavior'. *PR*, *B4*, 3184–205.

Wilson, K.G. (1971c). 'Renormalization Group and Strong Interactions'. *PR*, *D3*, 1818–46.
Wilson, K.G. (1972a). 'Feynman-Graph Approach for Critical Exponents'. *PRL*, *28*, 548–51.
Wilson, K.G. (1972b). 'Renormalization of a Scalar Field in Strong Coupling'. *PR*, *D6*, 419–26.
Wilson, K.G. (1974). 'Confinement of Quarks'. *PR*, *D10*, 2445–59.
Wilson, K.G. (1979). 'Problems in Physics with Many Scales of Length'. *Scientific American*, *241*(2), 140–57.
Wilson, K.G. and Fisher, M.E. (1972). 'Critical Exponents in 3.99 Dimensions'. *PRL*, *28*, 240–3.
Wilson, K.G. and Kogut, J. (1974). 'The Renormalization Group and the ε Expansion'. *Phys. Rept.*, *12*, 75–200.
Wilson, R. (1977). 'From the Compton Effect to Quarks and Asymptotic Freedom'. *AJP*, *45*, 1139–47.
Wilson, R.R. (1980). 'The Next Generation of Particle Accelerators'. *Scientific American*, *242*(1), 26–41.
Witten, E. (1980). 'Quarks, Atoms and the 1/N Expansion'. *Physics Today*, *33*(7), 38–43.
Yagoda, H. (1956). 'The Tracks of Nuclear Particles'. *Scientific American*, *194*(5), 40–7.
Yamaguchi, Y. (1959). 'A Composite Theory of Elementary Particles'. *PTP*, *Suppl. 11*, 1–36.
Yan, T.M. (1976). 'The Parton Model'. *ARNS*, *26*, 199–238.
Yang, C.N. and Mills, R. (1954a). 'Isotopic Spin Conservation and a Generalized Gauge Invariance'. *PR*, *95*, 631.
Yang, C.N. and Mills, R. (1954b). 'Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance'. *PR*, *96*, 191–5.
Yoshimura, M. (1977). 'Muon Number Nonconservation in a Unified Scheme of All Interactions'. *PTP*, *58*, 972–7.
Yoshimura, M. (1978). 'Unified Gauge Theories and the Baryon Number of the Universe'. *PRL*, *41*, 281–4, *42*, 746(E).
Young, E.C.M. (1967). 'High-Energy Neutrino Interactions'. CERN Yellow Report 67-12.
Zachariasen, F. and Zemach, C. (1962). 'Pion Resonances'. *PR*, *128*, 849–58.
Zeldovich, Ya. B. (1970). 'The Universe as a Hot Laboratory for the Nuclear and Particle Physicist'. *Comments on Astrophysics and Space Physics*, *2*, 12–40.
Zichichi, A. (ed.) (1977). *New Phenomena in Subnuclear Physics*. New York: Plenum Press.
Zichichi, A. (ed.) (1980). *ECFA-LEP Working Group 1979 Progress Report*. ECFA Report 79/39.
Zichichi, A. (ed.) (1982). *Pointlike Structures Inside and Outside Hadrons*. Proceedings, 17th International School of Subnuclear Physics, 31 July–11 August 1979, Erice, Italy. New York: Plenum.
Zweig, G. (1964a). 'An SU3 Model for Strong Interaction Symmetry and Its Breaking'. CERN preprint 8182/TH401 (17 Jan. 1964).

Zweig, G. (1964b). 'An SU_3 Model for Strong Interaction Symmetry and Its Breaking: II'. CERN preprint 8419/TH412 (21 Feb. 1964). Reprinted in Lichtenberg and Rosen (1980), 22–101.

Zweig, G. (1964c). 'Fractionally Charged Particles and SU(6)'. In A.Zichichi (ed.), *Symmetries in Elementary Particle Physics*, Proceedings of the 'Ettore Majorana' International School of Physics, Erice, Italy, August 1964, 192–243. New York: Academic Press.

Zweig, G. (1981). 'Origins of the Quark Model'. In Isgur (1981), 439–59.

名词索引

（名词后页码为原书页码，即本书中边码。页码中的字母：f 指图，t 指表，n 指注释。）

C

D

E

H

I

J

K

L

M

N

O

P

Q

R

S

T

U

V

W

X

Y

Z

译后记

安德鲁·皮克林的这本《构建夸克》出版于1984年。出版社为什么对这样一本27年前的著作情有独钟，计划译介过来，我想大致有以下这么几个原因。

首先，这是一部难得的从科学知识社会学角度讲述现代粒子物理学发展史的经典著作。科学知识社会学是一门从科学研究活动的社会性出发，通过具体案例考察科学研究过程中不同领域(理论、实验以及科研管理)之间的互动来探求科学知识增长内在动力的学科。安德鲁·皮克林现任英国埃克塞特(EXETER)大学哲学社会学系主任、教授，是国际著名的科学社会学家。他1970年毕业于牛津大学沃德姆学院物理系，毕业后进入伦敦大学大学学院攻读高能物理学博士学位，1973年获得理论高能物理学博士学位后，曾分别在丹麦哥本哈根大学尼尔斯·玻尔研究所(1973~1974)和英国达斯伯里实验室(1974~1975)从事理论高能物理研究工作。这些学历和研究工作经历为他日后从事科学史和科学社会学研究打下了深厚的科学基础。1976年，他进入爱丁堡大学攻读科学史和科学社会学方向的学位，并于1984年获科学社会学博士学位，其博士论文“粒子物理学史：社会学分析”正是这部成名作《构建夸克：粒子物理学的社会学史》的原型。在这本书里，皮克林通过对一系列具体的科学研究实践的考察，栩栩如生地描述了高能物理实验是如何在理论指导下从“旧物理学”(皮克林用语)转向“新物理学”，并为理论的成长输送养分这样一种相互“共生”的知识增长过程。他令人信服地说明了，一组科学概念的真理性的获得不是单由实验判决那么简单，而是实验与理论不断互动的结果；因此，研究知识的成长不应只关心几个时间节点，而应更多地关注其过程。一项科学活动一旦使其探究的概念获得了真理性，其预言得到确认，那么收获的将不只是知识的增长，更重要的是形成一种新的“传统”(一种包括概念、定律、正误判别标准以及研究规范等一整套范式)。而新的传统一经形成，又会带来本学科之外的一系列变革……这些论述具有坚实的实证基础，使得本书成为科学社会学研究领域一个不可多得的经典研究范例。

其次，单从高能物理学发展史(内史)的角度看，本书也具有重要价值。本书描述的主体时间跨度是从1964年(首次提出夸克概念)到1980年(标准模

型完全主导高能物理实践)。目前国内见到的有影响的几本全面阐述粒子物理学史的著作(例如，亚伯拉罕·派斯的《基本粒子物理学史》、斯蒂芬·温伯格的《亚原子粒子的发现》等)大都止于上世纪60年代，对70年代标准模型的发展仅给出概述。本书正好以翔实的记述弥补了这一段重要的历史空白。因此，本书中详细阐述的许多概念和实验都是其他著作中所没有的。由于80年代后粒子物理学又进入新一轮“常规发展期”，因此本书阐述的一些理论和实验实践对今天仍有很大的借鉴意义。例如，大统一理论所预言的质子衰变和非零质量中微子的探测，在我国就是近年来才蓬勃展开的事情。

最后，本书作为一本优秀的粒子物理学科学普及读物，可以大大丰富青少年的亚原子物理知识。这里不仅系统介绍了各种能量的加速器和对撞机，而且也全面描述了机器、实验和理论的互动过程。国内译介过来的有关粒子物理的科普读物已有很多，但大都是就粒子族或基本作用力为纲展开叙述，完整地、以时间轴展开叙述的著作并不多。因此，本书虽成书久远，但读起来依然令人耳目一新。

岁月匆匆，人事沧桑，唯有积淀的知识瑰宝历久弥新，永不磨灭，让我们捧读之下，忘却时间的脚步。

译　者

2011年10月1日于清华园

[General Information]
[illegible]=[illegible]
[illegible]=[illegible]
[illegible]=389
SS[illegible]=13090753
[illegible]=2012.07
[illegible]=[illegible]